PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 9. 1. Mai 1910. Redaktionsschluß für No. 10 am 9. Mai 1910. 11. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

W. Wien, Positive und negative Ionen in den Kanalstrahlen des Wasserstoffs, Sauerstoffs und Stickstoffs. S. 377.

J. Koenigsberger, Über den Temperaturbegriff bei der Lichtemission von Kanalstrahlen. S. 379.

H. Ebert u. K. Kurz, Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens. S. 389.

C. Negro, Über den täglichen und jährlichen Gang der elektrischen Zerstreuung in der Atmosphäre. S. 405.

G. C. Simpson, Über die Elektrizität von Regen und Schnee. S. 408.

O. M. Corbino, Thermische Oszillationen wechselstromdurchflossener Lampen mit dünnem Faden und daraus sich ergebende Gleichstromrichterwirkung infolge der Anwesenheit geradzahliger Oberschwingungen. S. 413.

E. van Aubel, Über die Pulfrichsche Beziehung zwischen der Volumenkontraktion und dem Brechungsvermögen von Flüssigkeitsgemischen. S. 417.

J. W. Giltay, Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes. S. 419.

W. L. Gripenberg, Zum Problem des elektrischen Fernsehens. S. 420.

C. Fischer, Über gekoppelte Oszillatoren. S. 420.

W. Krebs, Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität. II. S. 420.

Referate:

T. Saphores, Bericht über neue Apparate auf der Ausstellung der Französischen Physikalischen Gesellschaft. S. 421.

Personalien. S. 424.

Gesuche S. 424.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Positive und negative Ionen in den Kanalstrahlen des Wasserstoffs, Sauerstoffs und Stickstoffs.

Von W. Wien.

Daß neben den positiv geladenen Atomen in den Kanalstrahlen auch negativ geladene vorkommen, ist von mir schon vor einer Reihe von Jahren beobachtet[1]). Sir J. J. Thomson[2]) hat diese Beobachtungen bestätigt.

Diese negativen Ionen müssen neben den ungeladenen und den positiv geladenen den Gleichgewichtszustand repräsentieren, der sich durch die Zusammenstöße der fliegenden Atome mit den Gasresten herstellt. Es ist daher von vornherein wahrscheinlich, daß das Verhältnis der Anzahl der positiven und negativen Atome zu den ungeladenen von den im Beobachtungsraum vorhandenen Gasen abhängt.

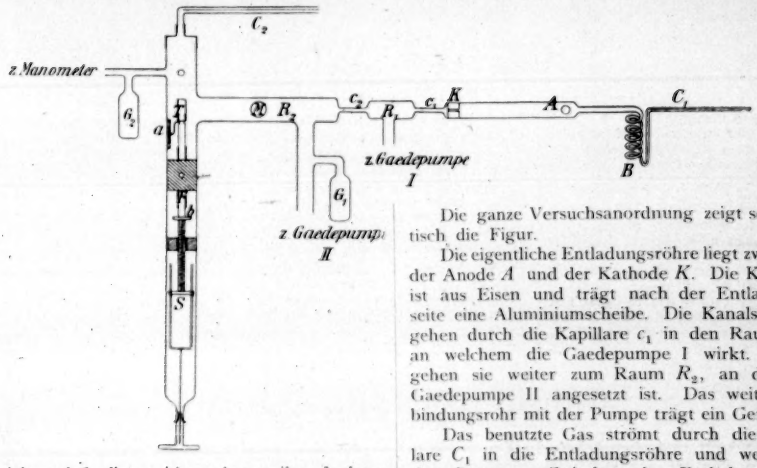
Die bisherigen, nur auf Benutzung der Fluoreszenz beruhenden Methoden geben keinerlei quantitative Anhaltspunkte. Sie sind auch in der Hauptsache auf die Kanalstrahlen des Wasserstoffs beschränkt, da die Kanalstrahlen der anderen Gase, mit Ausnahme von Helium, so geringe magnetisch ablenkbare Fluoreszenz zeigen, daß es mir nur einmal[3]) in einer Röhre, in welcher die Elektroden besonders sorgfältig von Wasserstoff befreit waren, gelang, die magnetische Ablenkbarkeit von Sauerstoffkanalstrahlen durch Fluoreszenz zu beobachten. Gewöhnlich lagert sich die Fluoreszenz der Wasserstoffreste über die andere und macht die Beobachtung unmöglich.

Es handelte sich nun darum, eine Methode auszubilden, die für alle Kanalstrahlen anwendbar bleibt und dabei quantitative Ergebnisse ermöglicht. Für diesen Zweck hat sich die Benutzung einer Rubensschen linearen Thermosäule bewährt, die vermittels einer Schraube durch das Kanalstrahlenbündel bewegt werden konnte und so die Wärmewirkung sowohl im Bündel selbst wie in seiner Nähe zu beobachten gestattete.

Man könnte vielleicht im Zweifel sein, ob die Wärmewirkung die Energie der Kanalstrahlen wirklich mißt. Chemische Wärmetönungen besonders bei Sauerstoffkanalstrahlen sind gewiß nicht ausgeschlossen. Nun ist die äquivalente Verbrennungswärme allerdings im Vergleich mit der kinetischen Energie der Kanalstrahlen so klein, daß sie nicht in Betracht kommen kann. Man müßte schon annehmen, daß durch das Auftreffen der Kanalstrahlen chemische Reaktionen der Gasreste eintreten mit den Metallen der Thermoelemente, die eine Erwärmung der Thermosäule hervorrufen. Meine bisherigen Beobachtungen sprechen gegen das Auftreten solcher in Betracht kommender chemischer Wärmetönungen. Gibt man zu, daß die thermoelektrischen Ströme der Energie der Kanalstrahlen proportional sind, so erhält man durch das Verschieben der Thermosäule eine Energiekurve der Kanalstrahlen. Reflexionen der Kanalstrahlen, die an sich gering sind, kommen noch weniger in Betracht, als es sich um relative Messungen handelt.

Bekanntlich ist die magnetische Ablenkung der Kanalstrahlen nicht gleichmäßig, sondern sie erfolgt kontinuierlich von den geringsten Beträgen bis zu einem Maximum. Es rührt dies

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **8**, 262, 1902.
2) J. J. Thomson, Phil. Mag. (6), **13**, 568, 1907.
3) W. Wien, Ann. d. Phys. **9**, 662, 1902.



daher, daß die positiven Atome ihre Ladung beständig austauschen und daher verschieden lange Strecken des Magnetfeldes in geladenem Zustande durchfliegen. Da der Austausch der Ladung durch Zusammenstöße mit ruhenden Gasatomen eintreten muß, so wird in einem möglichst hohen Vakuum der Austausch seltener stattfinden und die mittlere freie Weglänge der geladenen Atome größer sein; die Unterschiede in der Ablenkung müssen demnach geringer bei hohen Verdünnungen werden. Andererseits muß ein möglichst wenig ausgedehntes Magnetfeld ebenfalls die Unterschiede der Ablenkbarkeit geringer werden lassen. Es wurde deshalb die Versuchsanordnung so gewählt, daß die Strahlen in einem Raume fliegen, in welchem die Verdünnung wesentlich höher gehalten werden konnte als im Entladungsrohr. Andererseits wurde ein möglichst kurzes Magnetfeld in der Röhre hergestellt, indem die verlängerten Polstücke eines Ruhmkorffschen Elektromagneten durch Öffnungen in die Röhre geführt wurden. Die Entfernung der Polstücke betrug 0,3 cm, ihr Durchmesser am Ende 0,6 cm.

Messungen mit einer sehr kleinen ballistischen Spule zeigten, daß das Feld zwischen den Polstücken sowohl, als im Streuungsgebiet der Stromstärke proportional war, soweit die Feldstärke für die Versuche in Betracht kam.

Daß bei hoher Verdünnung und wenig ausgedehntem Magnetfeld die Kanalstrahlen viel gleichmäßiger abgelenkt werden, ist in einer während der Ausführung der Versuche erschienenen Arbeit von Sir J. J. Thomson[1]) nachgewiesen.

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **18**, 826, 1909.

Die ganze Versuchsanordnung zeigt schematisch die Figur.

Die eigentliche Entladungsröhre liegt zwischen der Anode A und der Kathode K. Die Kathode ist aus Eisen und trägt nach der Entladungsseite eine Aluminiumscheibe. Die Kanalstrahlen gehen durch die Kapillare c_1 in den Raum R_1, an welchem die Gaedepumpe I wirkt. Dann gehen sie weiter zum Raum R_2, an den die Gaedepumpe II angesetzt ist. Das weite Verbindungsrohr mit der Pumpe trägt ein Gefäß G_1.

Das benutzte Gas strömt durch die Kapillare C_1 in die Entladungsröhre und weiter zu den Pumpen. Zwischen der Entladungsröhre und dem Beobachtungsraum kann auf diese Weise eine beträchtliche Druckdifferenz aufrecht erhalten werden, wie ich es schon früher nachgewiesen habe.

Die Thermosäule T ist an einem Rahmen befestigt, der von zwei Messingzylindern getragen wird, die durch die Führungsröhren F laufen. Gegen die Scheibe b drückt die Schraube S, die durch einen Schliff gedreht werden kann. Durch Federn werden die Messingzylinder immer fest gegen die Schraube gedrückt. Die Verschiebungen können an einer Skala abgelesen werden.

Zwei weitere Ansatzröhren führen einerseits zum Manometer und zur Kapillare C_2, durch die andere Gase in den Beobachtungsraum strömen können. Die Wirkung der Gaedepumpen ist so kräftig, daß man einen beträchtlichen Gasdruck im Beobachtungsraum durch Einströmen durch die Kapillare C_2 erzielen kann, ohne daß eine merkliche Beeinflussung der Entladung eintritt. Auf diese Weise ist es möglich, Kanalstrahlen eines Gases in einen hauptsächlich mit einem andern Gas gefüllten Raum treten zu lassen. Unmittelbar vor dem Eintritt zwischen die Polschuhe gehen die Strahlen durch ein enges Messingdiaphragma, das gleichzeitig unveränderlichen Polabstand gewährleistet.

Wenn die Energiekurve der Kanalstrahlen bei erregtem Magnetfelde aufgenommen wurde, so zeigte sich bei genügend hoher Verdünnung im Beobachtungsraum ein ausgeprägtes zweites Maximum, das dem abgelenkten Bündel entsprach.

Bei Wasserstoff war bei hohen Spannungen das Verhältnis des Maximums des abgelenkten Bündels zum Maximum des magnetisch nicht beeinflußten Bündels etwa $^7/_{100}$.

Die negativen Ionen des Wasserstoffs, deren Fluoreszenz im hohen Vakuum auf dem Glase sehr lebhaft war, geben nur bei sehr hohen Spannungen ein ausgeprägtes Maximum, das im Verhältnis zum nicht beeinflußten Bündel etwa $^1/_{100}$ betrug.

Bei Wasserstoff ist die Energie der positiven Ionen wesentlich größer als die der negativen.

Anders zeigte sich das Verhalten des Sauerstoffs. Das Magnetfeld, das das Energiemaximum um die gleiche Strecke ablenkte, war viermal so stark wie bei Wasserstoff, entsprechend der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht.

Aber unter gewöhnlichen Umständen ist das Energiemaximum der abgelenkten negativen Ionen größer als das der positiven. Dabei fallen immer beide Maxima an die gleiche Stelle.

Dieses Überwiegen der negativen Ionen scheint beim Sauerstoff nur bei hohen Verdünnungen aufzutreten. Wenigstens zeigt sich bei höheren Drucken, bei welchen ein abgelenktes Energiemaximum nicht vorhanden ist, eine Verschiebung der ganzen Energiekurve nach der positiven Seite.

Bei hohen Verdünnungen ist das Verhältnis der Maxima des abgelenkten Bündels zum nicht beeinflußten bei höheren Spannungen ohne Beseitigung des *Hg*-Dampfes etwa $^7/_{100}$ bei den negativen, $^4/_{100}$ bei den positiven. Bei Anwendung von flüssiger Luft zur Kühlung von G_1 kehrt sich das Verhältnis nahezu um.

Das Überwiegen der negativen Ionen beim Sauerstoff hört nämlich auf, wenn man das (übrigens leere) Gefäß G_1 in flüssige Luft taucht.

Da die flüssige Luft keine andere Wirkung als Kondensation von Dämpfen haben kann, so muß das Überwiegen der negativen Ionen auf die Wirkung der Dämpfe zurückzuführen sein. Es kann kaum einem Zweifel unterliegen, daß diese Wirkung vom Quecksilberdampf herrührt.

In der Tat tritt wieder das Überwiegen der negativen Ionen auf, wenn nicht das Gefäß G_1, sondern G_2 in flüssige Luft taucht.

Es muß dann der Quecksilberdampf von den Pumpen durch den ganzen Beobachtungsraum streichen, ehe er zur Kondensation gelangt.

Ohne Einfluß war das Eintauchen der Spirale B, durch welche die Gase zuströmen, in flüssige Luft.

Ähnliche Wirkung wie der Quecksilberdampf hatten Dämpfe von Tetrachlorkohlenstoff und Wasserstoff. Bei diesen Versuchen wurde der Quecksilberdampf durch flüssige Luft beseitigt und die andern Stoffe in den Beobachtungsraum geleitet.

Einleiten von Stickstoff in den Beobachtungsraum hatte dagegen keinen Einfluß. Hier blieb die negative Energiekurve des abgelenkten Bündels unter der positiven.

Wurden umgekehrt Wasserstoffkanalstrahlen in eine Atmosphäre von Sauerstoff geleitet, so zeigte sich keine Wirkung. Die Energiekurve der negativen Ionen blieb weit unter der positiven.

Stickstoffkanalstrahlen zeigten ähnliches Verhalten wie Wasserstoff.

Die Energiekurve der positiven Ionen lag stets über der der negativen, welches Gas sich auch im Beobachtungsraum befand.

Die Mitteilung der zahlreichen quantitativen Ergebnisse soll demnächst an anderer Stelle erfolgen.

Würzburg, April 1910.

(Eingegangen 6. April 1910.)

Über den Temperaturbegriff bei der Lichtemission von Kanalstrahlen.

(Nach Versuchen gemeinsam mit J. Kutschewski.)

Von Joh. Koenigsberger.

1. W. Wien[1]) hat zuerst den Entropiebegriff auf den Strahlungsvorgang in Geißlerschen Röhren und Kanalstrahlen angewandt und die Folgerungen daraus unter Beiziehung des Dämpfungstheorems von Wiechert theoretisch und experimentell geprüft. Eine Stütze haben diese Annahmen dadurch erhalten, daß Pflüger sowie Küch und Retschinsky die Absorption bei der Emission von Spektrallinien durch Quecksilberdampf, und Ladenburg und Loria die Absorption des leuchtenden Wasserstoffs nachgewiesen haben. R. Ladenburg hat neuerdings sehr interessante Versuche über die Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes innerhalb einer verbreiterten Emissions- und Absorptionslinie des Wasserstoffs angestellt und kommt zu dem Schluß, daß hier das Gesetz von Kirchhoff nicht gültig sei. Wir wollen hier nicht weiter erörtern, ob seine Beobachtungen wirklich nur diese eine Deutung zulassen, sondern wollen versuchen, den Temperaturbegriff noch auf einem andern Wege, nämlich aus den Anschauungen der kinetischen Gastheorie zu gewinnen. Den ersten derartigen Versuch hat wohl J. Stark[2]) unternommen.

Daß wir überhaupt noch versuchen den Temperaturbegriff festzuhalten, den man als

1) W. Wien, Ann. d. Phys. **23**, 415, 1907.
2) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, S. 33 ff. Leipzig, J. A. Barth. 1902.

etwas Unnötiges bezeichnen könnte, hat folgende Ursachen: Direkt durch elektrische Schwingungen oder Wechselstrom die Lichtschwingungen von Elektronen anzuregen, ist unmöglich; denn die Perioden der einen sind mehrmals, 10^4mal, größer als die der anderen. Die elektrische Lumineszenz, die man häufig als Ursache der Emission von Spektrallinien ansieht, kann also nur auf einer ganz indirekten Wirkung beruhen. Ferner sehen wir an den Himmelskörpern eine Emission und Absorption von Spektrallinien, die man in ihrer Gesamtheit (wir sehen hier von Protuberanzen usw. ab) wegen ihrer relativen Gleichmäßigkeit längs der Oberfläche kaum nur auf Strömungen von Elektrizität zurückführen kann.

Wenn wir also auch mit unseren jetzigen Hilfsmitteln ohne elektrische Felder noch keine so hohen Temperaturen erzielen können, daß Wasserstoff oder Quecksilber[1]) Absorption oder Emission zeigen, so scheinen in der Natur doch derartige Gleichgewichtszustände, die als solche dem ersten und zweiten Hauptsatz unterliegen müssen, vorhanden zu sein.

Es seien zunächst abgekürzt und durch einige neue Versuche ergänzt die bereits a. a. O. veröffentlichten Beobachtungen von Herrn Kutschewski und mir an Kanalstrahlen mitgeteilt, welche zeigen, daß jedenfalls auch ohne elektrische Felder, hervorgerufen durch ungeladene Teile, Lichtemission statthaben kann.

2. Über die Lichtemission der Kanalstrahlen und ihre scheinbare Dissoziation bei geringen Drucken. Die Lichtemission der Kanalstrahlen wurde zuerst von E. Goldstein[2]) gefunden und untersucht. Dann hat J. Stark[3]) den Dopplereffekt an den Kanalstrahlen entdeckt und festgestellt, daß ein Teil der Lichtemission von ruhenden, ein anderer von Teilen ausgeht, die sich mit einer Geschwindigkeit bewegen, die etwas, aber doch merklich kleiner ist als sie der theoretisch berechneten von positiven Gasmolekülen entspricht. W. Wien[4]) hat zeigen können, daß die Lichtemission im wesentlichen von neutralen Teilen ausgehen muß, was der früher von Goldstein geäußerten Ansicht über die magnetische Unablenkbarkeit der leuchtenden Strahlen entspricht. J. J. Thomson hat festgestellt, daß der positiv geladene Teil des Kanalstrahls ein $\frac{e}{m}$ etwa von der Größe für Wasserstoff besitzt und sehr leicht in allen Gasen auftritt. Wir haben Versuche[5]) angestellt, die weitere Anhaltspunkte für Vorstellungen über den Mechanismus der Lichtemission geben.

Durch ein recht starkes magnetisches Feld (1000 Gauß) kann man den positiven Anteil im Beobachtungsraum mit starker Krümmung ablenken und gegen die Glaswand werfen, wo er lebhafte gelbgraue Fluoreszenz erzeugt. Man sieht dann, daß auf diesem Kreisstück weder in Luft noch Wasserstoff bei Drucken zwischen 0,00005[1]) und 0,02 mm das mindeste Leuchten stattfindet, nur tangential davon geht je nach dem Druck ein schwächeres oder stärkeres Leuchten[2]) aus. Also leuchtet der leicht ablenkbare, positiv geladene Wasserstoffanteil der Kanalstrahlen an sich nicht, sondern erst durch Bildung von neutralen Teilen bei höheren Drucken. Bei Drucken über 0,02 mm fängt der ganze Entladungsraum an zu leuchten; diese Erscheinung muß für sich behandelt werden. Der eigentliche primär neutrale Strahl ist dann in Wasserstoff nicht mehr hinter der Kathode nachweisbar (vgl. Abschnitt 10).

Wir haben dann weiter untersucht, unter welchen Bedingungen der neutrale Anteil leuchtet.

Wenn der Druck im Entladungsraum nicht sehr niedrig ist, etwa zwischen 0,001 und 0,05 mm liegt, so ist ein erheblicher neutraler oder wenigstens nicht ablenkbarer Anteil vorhanden, der auf dem Willemitschirm Phosphoreszenz erregt. Dieser leuchtende neutrale Kanalstrahl ist bei langer Kapillare ebenso wie bei dünner Loch- oder Schlitzkathode vorhanden. Er ist der eigentliche von Goldstein so genannte Kanalstrahl. Dieser neutrale Strahl leuchtet auf seinem Wege aber im Beobachtungsraum nur dann, wenn dort der Druck nicht zu ge-

1) Auf die Kontroverse betr. der Alkalimetalle und Erdalkalimetalle wollen wir später kurz eingehen.

2) E. Goldstein, Wied. Ann. **64**, 38, 1898.

3) J. Stark, Jahrb. d. Rad. **4**, 231, 1907.

4) W. Wien, Sitzber. K. Bayr. Ak. **28**, 57, 1908.

5) J. Koenigsberger u. J. Kutschewski, Abh. Heidelberger Akad. No. 4, März 1910.

1) Die Druckmessungen geschahen unter Beobachtung der von H. Scheel und W. Heuse angegebenen Vorsichtsmaßregeln. Wasser und Wasserdampf wurde aus den Röhren durch längeres Erhitzen und Durchleiten von starken Entladungen entfernt. Abkühlung mit flüssiger Luft war dann, wie uns Kontrollversuche zeigten, vielfach unnötig. Daß unsere Röhren und Elektroden ganz frei von Wasser und Wasserstoff waren, beweist die Tatsache, daß bei dem Auftreten der Kanalstrahlen in Luft nach geeigneter Behandlung der Kathode (vergl. Seite 385) der positive Wasserstoffanteil völlig ausblieb. Er erschien dagegen sofort, wenn auch nur ein wenig feuchte Luft eingelassen wurde. Die Spannung des *Hg*-Dampfes kann man schon durch Kühlung mit Kohlensäure hinreichend klein machen. Im ganzen machte uns die Herstellung und Messung von Drucken bis zu $5 \cdot 10^{-5}$ mm keine besondern Schwierigkeiten. Unter bestimmten Bedingungen läßt sich im Mac Leod-Manometer die Spannung des Wasserdampfes mitmessen.

2) Dieses Leuchten in tangentialer Richtung, ebenso wie das geringe Leuchten, das W. Wien an wohl weniger stark abgelenktem positivem Strahl beobachtet hat, schreiben wir der Bildung von neutralen Teilen durch den positiven Strahl zu, die, wie Abschnitt 7 gezeigt, bei den höheren Drucken $>$ 0,0005 mm, die zu gut wahrnehmbarem Leuchten erforderlich sind, erfolgt.

ring ist, wenn also genügend Gasmoleküle vorhanden sind, mit denen er zusammenstößt. Mit sinkendem Druck nimmt die Lichtintensität des neutralen Strahls stark ab, verglichen mit der Helligkeit der von ihm auf dem Schirm hervorgerufenen Phosphoreszenz.

Das stimmt mit der bereits von W. Wien gefundenen Verringerung der Lichtemission bei sinkendem Druck verglichen mit der Gesamtwärmewirkung der Kanalstrahlen.

Die Drucke, bei welchen die Lichtemission für unser 5 Minuten lang im Dunkeln ausgeruhtes Auge nicht mehr gut sichtbar ist, sind für Luft etwa 0,0006, für Wasserstoff 0,0002, für Quecksilber 0,005 mm. Natürlich sind das nur relative Daten. Die Helligkeit an einer bestimmten Stelle nimmt eben bei gleicher Stärke des neutralen Strahls proportional der Zahl der Zusammenstöße und somit der Gasdichte ab[1]), wenn die Intensität des neutralen Anteils im übrigen an der betreffenden Stelle dieselbe ist, bzw. wenn, was wegen der Absorption erforderlich, hierauf umgerechnet wird; sie wird also nie null.

Im Quecksilberdampf ist unabhängig vom Druck im Entladungsraum, der durch Heizung nach dem Vorgang von W. Wien und J. Stark von 0,0001 mm bis 0,1 mm variiert werden konnte, stets nur der neutrale magnetisch und elektrostatisch nicht ablenkbare Strahl vorhanden, wenn der Partialdruck des Hg im Beobachtungsraum kleiner als 0,001 mm ist. Das würde also mit dem übereinstimmen, was W. Wien auf anderem Wege gefunden hat, wonach der Quecksilberkanalstrahl keine Ladung mit sich führt[2]). Doch haben wir gefunden, daß dieser nicht ablenkbare Strahl absolut nicht leuchtet, im Gegensatz zu W. Wien, wonach er intensiv Licht emittiert.

Dieser Widerspruch ist leicht aufzuklären. Wir hatten, um uns dagegen zu sichern, daß Quecksilberdampf nicht in merklicher Menge aus dem Entladungsraum in den Beobachtungsraum übergeht, folgende Anordnung getroffen: Die Glasröhren hatten hier wie sonst meist 4 cm Durchmesser. In dem erwähnten Glasrohr befindet sich eine Kathode aus Eisenrohr mit Kapillare von 5 mm Durchmesser und 35 mm Länge, die mit erwärmt wird. Auf diese folgt ein Eisenkonus von 10 cm Länge mit Kapillare von 1 mm Durchmesser, der gekühlt ist und auf den von der einen Seite luftdicht das erwärmte Glasrohr für den Entladungsraum und auf der anderen Seite das abgekühlte mit dem Beobachtungsraum aufgesetzt wurde. Kathode, Konus, Beobachtungsraum waren geerdet. Hierdurch ist erreicht, daß der Kanalstrahl von Hg in einem vollkommen von Hg freien Raum sich bewegt und deshalb wohl nicht leuchtet, obgleich er auf dem Willemitschirm noch stärkere Phosphoreszenz erregt als der neutrale Kanalstrahl von Luft unter gleichen Bedingungen. Auch wenn man in den Beobachtungsraum Luft einführt oder nur sehr wenig Quecksilber verdampft ($p = 0{,}002$ mm), leuchtet der Kanalstrahl nicht, und erst über 0,05 mm Luftdruck tritt diffuse Lichtemission des ganzen Raumes ein. Das Leuchten des Hg-Kanalstrahls tritt also offenbar erst ein, wenn der Hg-Druck größer als 0,002 mm ist.

Dasselbe Resultat erhält man auch, wenn man die obenerwähnte Hilfskathode wegläßt und nur den Eisenkonus mit der engen Kapillare als Kathode verwendet.

Wir haben dann auf zwei Arten geprüft, ob der lichtemittierende Teil wirklich neutral oder ob er vielleicht nur schwer elektrisch und magnetisch ablenkbar ist.

Zuerst wurde im Beobachtungsraum ein sehr starkes elektrisches Feld mit einer Feldstärke von 7000 Volt per 1 cm angebracht. Hierzu ist erforderlich, daß der Druck im Beobachtungsraum recht gering ist, da sonst die Ionisation verhindert, ein solches statisches Feld aufrecht zu erhalten. Dann ist der neutrale Strahl sehr schwach Licht emittierend, wird aber demgemäß auch nur schwach absorbiert und gibt einen sehr intensiven scharfen Phosphoreszenzfleck, der bei Anwendung einer Kapillare von 0,3 mm Durchmesser und 90 mm Länge mit Mercedesinfluenzmaschine nur etwa 1 mm Durchmesser hat, bei Induktoriumsentladung etwas größer ist. Dieser Fleck zeigte bei obigem elektrischen Feld, das sich auf eine Länge von 100 mm ausdehnt und dessen Ende vom Schirm noch um 110 mm entfernt war, keine merkbare Ablenkung. Unter den gleichen Bedingungen zeigte der positive Anteil des Kanalstrahls $\left(\frac{e}{m} = 10^4\right)$ eine Ablenkung, die für die maximale Geschwindigkeit des positiven Kanalstrahlenspektrums von $1{,}8 \cdot 10^8$ cm/sec bei einem Feld von 110 Volt 5 mm betrug. Demgemäß hätte der neutrale Teil, wenn er aus positiven Stickstoff- oder Sauerstoffatomen mit entsprechend (im Mittel 15mal) größeren $\frac{e}{m}$ bestehen würde, eine Geschwindigkeit von mindestens $1 \cdot 10^9$ cm/sec haben müssen, damit keine merkliche Ablenkung erfolgte. Eine derartige Geschwindigkeit wäre aber weit größer als sie aus dem Kathodenfall, der rund 10000 Volt war, sich für Luft ergeben

1) Hierauf haben auch schon die Messungen von W. Wien (loc. cit.) hingewiesen.
2) W. Wien, Ber. K. Bayr. Ak., 12. Abh., 1909.

könnte und daher wenig wahrscheinlich. Ähnliches galt für die magnetische Ablenkung, wobei Felder bis 1000 Gauß verwandt wurden.

Zweitens wurde ein longitudinales verzögerndes oder beschleunigendes Feld angebracht, wie es P. Lenard zuerst für Kathodenstrahlen und wie es dann W. Wien und J. J. Thomson für Kanalstrahlen angewandt haben.

Hierbei muß vor allem darauf geachtet werden, daß der Druck im Beobachtungsraum so gering ist (kleiner als 0,0005 mm), daß keine sekundäre Entladung in dem longitudinalen Feld zustande kommt. Selbst, wenn das zunächst bei Abwesenheit von Kanalstrahlen erreicht ist, kann durch die ionisierende Wirkung schon allein der neutralen Kanalstrahlen auf das umgebende Gas die Entladung hervorgerufen werden. Bei unserer Anordnung war das infolge der Form der Feldplatten sofort daran zu erkennen, daß in deren Nähe grüne Glasfluoreszenz, durch die Kathodenstrahlen verursacht, auftrat. Der Druck wurde erniedrigt, bis das nicht mehr statthatte. Es ist hierzu vorteilhaft, den Abstand des Feldes klein, etwa 1—2 cm, zu nehmen. Die Öffnungen der Platten sollen auch möglichst klein sein (2—5 mm), damit das elektrostatische Feld wirklich homogen ist. Man kann dann in der früher beschriebenen Weise durch Anbringen eines Magneten vor der Kathode oder auch hinter der Kathode den neutralen Teil bequem isolieren[1]). Alsdann hat weder ein verzögerndes noch ein beschleunigendes Feld bis zu 8000 Volt einen Einfluß auf die Lichtintensität oder auf die Stärke der Phosphoreszenz. Das spricht nicht dafür, daß der neutrale Anteil etwa doch positiv geladen und nun wegen großer Masse und hoher Geschwindigkeit unablenkbar wäre. Wenn er nach der Hypothese von Gehrcke[2]) zum Teil aus zerstäubten Metallatomen bestehen würde, so müßte er bei niederen Drucken in hohen Potentialen stärker sein als bei höheren Drucken, was nicht zutrifft, andererseits scheint die Metallzerstäubung in anderer Hinsicht einen gewissen Einfluß zu haben. Doch hängt die Entstehung des neutralen Strahls, die je nach der Geschwindigkeit größtenteils vor der Kathode erfolgt, damit nicht zusammen; er ist auch bei kurzer Aluminiumkathode vorhanden. Der positive Anteil wird, wie sich leicht nachweisen läßt, weil man dann mit sehr geringen Drucken in Entladungs- und Beobachtungsraum arbeiten darf, durch ein beschleunigendes Feld erheblich beschleunigt; die Phosphoreszenz wird bedeutend stärker; magnetische und elektrostatische Ablenkung werden kleiner. Durch ein verzögerndes Feld kann er andererseits völlig aufgehoben werden, ohne daß gleichzeitig irgendeine Wirkung auf den neutralen Teil vorhanden wäre.

3. Phosphoreszenzerregung durch neutrale Teile. Von Interesse ist die mit diesen letzteren Beobachtungen eng zusammenhängende Frage, ob Phosphoreszenz auch durch neutrale Teile von großer Geschwindigkeit erregt werden kann. Die Phosphoreszenzfarbe des Willemit auf Wasserglas für den scheinbar neutralen Teil ist dieselbe wie für den positiven, nämlich für unser Auge[1]) grün bis gelbgrün, während Kathodenstrahlen blaugrüne Phosphoreszenz verursachen. Diese Tatsache ließ als möglich erscheinen, daß die Phosphoreszenz des neutralen Teils durch die infolge Dissoziation in ihm entstehenden positiven Teile bedingt sei.

Sowohl P. Lenard wie J. J. Thomson haben sich früher dahin ausgesprochen, daß Phosphoreszenz nur durch Licht oder elektrisch geladene Teile hervorgerufen werde. Wir haben daher direkt vor dem Schirm ein sehr starkes transversales elektrisches Feld angebracht. Dies hätte die nachträglich durch Dissoziation aus dem neutralen Strahl entstandenen positiven Teile unmittelbar vor dem Schirm zumeist herausziehen und dadurch die Phosphoreszenz vernichten oder wenigstens den Fleck ablenken müssen, wenn diese nur durch positive Teile bewirkt ist. Das war aber für Luft wie für Quecksilber nicht der Fall. Daher muß man annehmen, daß entweder neutrale Kanalstrahlen in Luft oder Quecksilber Phosphoreszenz erregen können, oder daß der sogen. neutrale Strahl in Wirklichkeit ein teilweise positiv geladener Strahl mit sehr großer Masse und gleichwohl auch sehr großer Geschwindigkeit ist, der demgemäß nur mit den stärksten magnetischen und elektrischen Feldern ablenkbar wäre. Die Beobachtungen von Abschnitt 8 lassen letzteres wenig wahrscheinlich erscheinen.

4. Daß der bei Zusammenstößen leuchtende Kanalstrahl schon etwas vor der Kathode bei Drucken über 0,002 mm größtenteils neutral ist, läßt sich dadurch nachweisen, daß ein nicht stark streuender Magnet vor die Kathode gebracht wird. Schon bei schwächeren Magnetfeldern wird, wenn der Magnet zunächst unmittelbar an der Kathodenfläche sich befindet, der positive Wasserstoffanteil gegen die Wand der Kapillaren geworfen, während der leuchtende Kanalstrahl ungestört mit kaum geänderter Intensität[2]) hindurchgeht. Stellt man jetzt den

1) Die stark ionisierende Wirkung der neutralen Kanalstrahlen allein läßt sich auf diese Art leicht demonstrieren.

2) E. Gehrcke, diese Zeitschr. 7, 181, 1906.

1) Bei Studium der Literatur und mündlicher Diskussion fiel uns auf, wie verschieden gelb bis blaugrüne Farbtöne von geringer Intensität von verschiedenen Beobachtern empfunden und bezeichnet werden. Z. T. sind die Verschiedenheiten allerdings auch durch die Beschaffenheit der Glaswand bedingt.

2) Die Änderung der Intensität des leuchtenden Strahles

Magneten in einen bestimmten Abstand von der Kathode gegen die Anode hin, so werden die Kathodenstrahlen vollkommen abgelenkt und gegen die Glaswand geworfen. Die positiven Kanalstrahlen sind ebenfalls dauernd abgelenkt und gelangen nicht mehr auf den Phosphoreszenzschirm. Dagegen wird der leuchtende neutrale Anteil dann nur in einer Weise beeinflußt, die vom Gasdruck abhängt. Ist der Gasdruck im Entladungsraum hoch, so wird auch der neutrale Strahl durch das Magnetfeld entfernt, ist der Gasdruck dagegen niedrig genug, so wird er nicht beeinflußt. So ist bei Messingkathoden in Luft von 0,003 mm Druck, etwa 20000 Volt Potentialgefälle, 30 cm Anodenabstand, 0,00015 Amp. Gleichstrom, Influenzmaschine etwa 4 cm Röhrendurchmesser erst in 5 cm von der Kathode ab eine merkliche Einwirkung des Magnetfeldes auf den leuchtenden Strahl vorhanden, bei 0,005 Amp. mit Induktor in etwa 4 cm. In dieser Entfernung also bildet sich unter diesen Bedingungen aus positiven Ionen die Hauptmenge des neutralen Strahles. Der letztere durchläuft also nicht den ganzen Kathodenfall. Andererseits wird, je kleiner der Druck im Entladungs- und Beobachtungsraum ist, um so eher etwas von den primär positiven Teilen, die nicht Wasserstoff, sondern das betreffende Gasion selbst sind, hindurchgehen. Doch ist bei unseren Versuchsbedingungen außer in Wasserstoff der größte Teil hinter der Kathode neutral.

Im Beobachtungsraum in Luft ist bei Einwirkung des Magnetfeldes vor der Kathode der leicht ablenkbare positive Anteil ganz verschwunden und wird auch von dem leuchtenden Kanalstrahl nicht mehr gebildet[1]), wie man durch Fehlen der elektrischen und magnetischen Ablenkung, welche einem Wert $\frac{e}{m} = 10^4$ entsprechen würde, im Beobachtungsraum nachweisen kann. Hierbei ist es gleichgültig, wie weit Schirm oder Magnet von der Kathode oder voneinander entfernt sind. Dagegen wird bei Drucken über 0,0002 mm ein scheinbar schwerer ablenkbarer positiver Anteil durch Ionisation bei Zusammenstößen gebildet. Seine Ablenkung ist gering und es scheint uns, daß es schwere positive Ionen sind, die nur kurze Zeit geladen bleiben und eine etwas geringere Geschwindigkeit als der primäre Kanalstrahl haben. Bei Drucken unter 0,0002 mm verschwindet ebenso wie das Leuchten so auch diese Ionisation, aber nicht plötzlich, sondern wie leicht begreiflich allmählich umgekehrt proportional dem Druck, so daß eine scharfe Grenze dafür nicht angegeben werden kann. Negative Ionen traten bei unserer Versuchsanordnung nur ausnahmsweise auf und wir wollen a. a. O. darauf eingehen.

Außerdem werden Ionen, die eine sehr geringe Geschwindigkeit haben und sehr leicht ablenkbar sind, im Gasraum gebildet.

Der leuchtende Kanalstrahl ist also in keiner Weise stark magnetisch beeinflußbar. Das scheint uns besonders mit Hinblick auf einen von dem Entdecker der Kanalstrahlen, E. Goldstein, seinerzeit gegen die Versuche von W. Wien, der die magnetische Ablenkung der Kanalstrahlen fand, gemachten Einwand von Interesse[1]). E. Goldstein arbeitete mit ziemlich hohem Druck, der im Beobachtungs- und Entladungsraum der gleiche war; hierbei mußte also der neutrale Anteil im Kanalstrahl überwiegen. Dieser ruft nur sehr schwache Glasfluoreszenz hervor und ist nach unseren Versuchen nicht merklich magnetisch ablenkbar, obgleich er, wie das W. Wien fand, bei größeren Drucken dissoziiert oder eigentlich durch Zusammenstöße unter Beibehaltung eines Teiles seiner Geschwindigkeit ionisiert wird.

Wenn man, wie oben erwähnt, den Magneten weiter an die oben beschriebenen Stellen vor der Kathode schiebt, verschwindet auch der leuchtende Strahl. Das kann man auf zwei Arten erklären. Entweder muß man annehmen, daß bei größerem Abstand des Magneten von der Kathode der Entladungsvorgang so geändert wird, daß überhaupt keine Kanalstrahlen mehr entstehen. Das scheint uns wenig wahrscheinlich. Oder die ursprünglich positiven Teile, die zur Kathode hingezogen werden, sind jetzt durch den Magneten so abgelenkt, daß sie nicht mehr durch die der Röhrenachse parallele Kapillare hindurchgehen können. Dann entsteht also der neutrale leuchtende Anteil aus positiven Teilen. Da er schon vor der Kathode neutral ist, muß er eine geringere Geschwindigkeit und daher auch kleinere Reichweite oder stärkere Absorption als der positive Wasserstoffanteil besitzen. Man könnte sich den Vorgang etwa folgendermaßen denken. Im Kathodendunkelraum

hängt mit dem Einfluß des Magnetfeldes auf den ganzen Entladungsvorgang zusammen. Wir werden das a. a. O. eingehender behandeln. Aber an der Tatsache, daß auf diese Art der leuchtende Anteil frei von dem ablenkbaren in den Beobachtungsraum gebracht werden kann, ändert das nichts.

1) Mit Recht bemerkt J. Stark (diese Zeitschr. 11, 173, 1910), daß, falls eine starke Dissoziation des neutralen Teiles stattfindet, ein verzögerndes Feld eine Schwächung des Leuchtens hervorrufen müsse. Daß diese bei unseren Versuchen gleichwohl nicht zu bemerken ist, läßt sich einfach dadurch erklären, daß bei unseren Versuchen eine merkliche Dissoziation des neutralen Teils nicht vorhanden war.

1) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 3, 208, 1901.

entstehen positive Ionen auf eine Weise, die weiter unten besprochen werden soll. Durch die elektrostatischen Kräfte werden sie mehr oder minder geradlinig zur Kathode getrieben. Auf diesem Wege stoßen sie auf Elektronen oder Gasmoleküle und neutralisieren sich, geben vielleicht auch neutralen Gasmolekülen durch geraden Stoß eine erhebliche Geschwindigkeit in ihrer ursprünglichen Richtung. Je später sie sich neutralisieren, um so größer wird die erlangte Geschwindigkeit sein. Daher entsteht der intensivst wirkende neutrale Anteil nicht weit von der Kathode. Im wesentlichen ist die Neutralisation um so schneller, je größer die Zahl der negativen freien Elektronen und je kleiner die Geschwindigkeit der ursprünglich positiven Ionen ist. Jedoch leuchten, wie aus den S. 387 beschriebenen Beobachtungen folgt, diese neutralen Teile nur infolge ihrer Translationsgeschwindigkeit oder eines Ruckes, den sie beim Durchgang durch die Kathode erhalten, nicht. Das steht im Einklang mit den Folgerungen aus allen Elektronentheorien; denn eine gleichförmige Geschwindigkeit von Elektronen- und Ionensystemen kann keine elektromagnetische Strahlung bewirken, und die bei der Bildung des neutralen Teils aus dem positiven entstandene Schwingungsenergie klingt offenbar sehr rasch ab. Daher leuchten diese neutralen Teile im Entladungs- und Beobachtungsraum nur, wenn sie wieder auf Gasmoleküle stoßen, die hierdurch auch zur Lichtemission angeregt werden. Ob der von J. Stark gefundene Dopplereffekt, der bei Sauerstoff nur an einzelnen Linien auftritt, bei Stickstoff und Kohlensäure, soweit mir bekannt, nicht beobachtet wurde, mit der Lichtemission durch den neutralen Strahl zusammenhängt, können wir durch unsere Versuche noch nicht entscheiden.

Die Entstehung der positiven Ionen vor der Kathode, die dann im Beobachtungsraume teils positiv, teils neutral sind, könnte man sich etwa in folgender Weise denken. Bei der Entladung werden von der Kathode Gasmoleküle oder Gasionen mechanisch gegen das Feld herausgeschleudert, z. T. auch durch Ionisation durch Kathodenstrahlen in der ersten Glimmschicht erzeugt. Die Geschwindigkeit der ersteren könnte, wenn sie als positive Ionen herausgeschleudert würden, demnach nur die mechanische, ursprünglich vorhandene gewesen sein. Vielleicht deshalb erhält man unter gewissen Bedingungen konstante, vom Potentialfall unabhängige Geschwindigkeit des positiven Teils. Dagegen müssen die positiven Ionen, die zwischen Anode und Kathode entstehen, eine nur vom Potentialgefälle abhängige Geschwindigkeit haben, die maximal durch die zwischen Anode und Kathode gegeben ist. Von den Versuchsbedingungen wird es abhängen, was zutrifft. Wir haben, wie J. J. Thomson, namentlich in reinem Wasserstoff bei geringen Drucken den ersteren Fall gehabt, eine konstante, ziemlich einheitliche Geschwindigkeit des positiven Anteils.

Ziehen wir die Folgerungen aus obigen Versuchen, so sehen wir, daß in Übereinstimmung mit der Ansicht von P. Lenard[1]) die Lichtemission der Hauptserie (und nach unseren Versuchen auch der Nebenserie und des Bandenspektrums) jedenfalls auch primär durch Zusammenstöße von neutralen Gasatomen oder -molekülen bewirkt wird. Diese Lichtemission kann also nicht ein elektrischer Lumineszenzvorgang sein, sondern muß nach obigem durch die mechanischen Zusammenstöße des neutralen Kanalstrahls mit Gasmolekülen zustande kommen. Andererseits könnte wohl bei diesen Zusammenstößen eine Ionisation stattfinden und das Leuchten sekundär durch diese oder durch Molisation zustande kommen. Ein gleichzeitiges Vorhandensein eines elektrischen Feldes oder elektrisch geladener Teile ist aber keinesfalls erforderlich. Selbstverständlich kann keinem Zweifel unterliegen, daß die Lichtemission durch Elektronenschwingungen erregt wird und elektrische Vorgänge zur Ursache hat; aber unsere elektrischen Felder sind wohl viel zu langsam variabel, um je direkt Elektronenschwingungen hervorrufen zu können.

5. Über die „Reichweite" von positivem und neutralem Teil. Man kann nicht in demselben Sinne wie bei α-Strahlen von einer Reichweite der Kanalstrahlen sprechen; denn es ist weder die Ionisation an der Grenze der Reichweite am stärksten, noch hören plötzlich die Kanalstrahlen auf, nachdem sie eine bestimmte Strecke in Gas von gegebenem Druck durchlaufen haben. Doch ist für die neutralen wie positiven Strahlen der Intensitätsabfall zuerst etwas langsamer und dann etwas rascher, als er nach einem Absorptionsgesetz zu erwarten wäre. Man kann das für beide Anteile aus der Intensität der Phosphoreszenz und für den neutralen aus der Intensität der Lichtemission folgern. Gleichwohl ist, da einigermaßen das Absorptionsgesetz gilt, für die scheinbare Reichweite doch die Intensität des Kanalstrahls maßgebend. Die folgenden Zahlen haben daher nur ganz relativen Wert mit Rücksicht auf unsere Versuchsanordnung und können keineswegs als definitiv gelten.

Die „Reichweite" des positiven (Wasserstoff-) Anteils mit einer Geschwindigkeit von etwa

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. 11, 636, 1903 und 17, 222, 1905.

$2 \cdot 10^8$ ist in Luft bei $p = 0{,}2$ mm der Größenordnung nach 25 cm, des neutralen Anteils bei $p = 0{,}03$ etwa gleich 25 cm; in Wasserstoff für den positiven Anteil etwa 0,4 mm für 25 cm, für den neutralen etwa 0,01 mm für 25 cm; bei Quecksilberkanalstrahlen für den neutralen (nicht leuchtenden) etwa 0,5 mm Luft für 25 cm.

Daß die Reichweite des neutralen Teils erheblich geringer als die des positiven ist, erklärt sich z. T. wohl aus seiner geringeren Geschwindigkeit. Die Reichweite oder Durchlässigkeit für die positiven Strahlen ist um so größer, je höher die Geschwindigkeit. Dasselbe gilt für die Neutralisation des positiven Anteils vor der Kathode. Daher gelangt so leicht der positive Wasserstoffanteil in den Beobachtungsraum, während die vor der Kathode nachgewiesenen positiven Kanalstrahlen von Stickstoff oder Quecksilber oder Kohlenoxyd bei unsern Versuchen, bei denen allerdings die Kathode und damit der Weg ungünstig lang waren, im Beobachtungsraum schon neutral sind.

6. Über das Verhalten des Quecksilberdampfes und die Einheit der positiven Elektrizität. J. J. Thomson hat zuerst darauf hingewiesen, daß in den Kanalstrahlen, unabhängig davon, in welchem Gase sie entstehen, stets Teile zu finden sind, deren $\frac{e}{m}$ von der Größenordnung des Wasserstoffs oder Heliums ist. Bei Quecksilberdampf scheint uns aber das Vorhandensein der magnetisch und elektrostatisch ablenkbaren Strahlen, die dem Wasserstoff entsprechen, auf Verunreinigungen zurückzuführen zu sein. Wir haben wiederholt mit der S. 381 beschriebenen Anordnung wahrgenommen, daß anfänglich oder nach Einlassen von etwas nicht getrockneter Zimmerluft ein positiver und negativer Kanalstrahl, ersterer (und auch ungefähr letzterer) mit $\frac{e}{m} = 10^4$, vorhanden war. Nach längerem (ca. 8 Stunden) Evakuieren und Erhitzen des ganzen Rohres auf 700 [1]) war bei der Wiederabkühlung der Wasserstoffanteil völlig und dauernd verschwunden. Der Versuch wurde viermal stets mit demselben Erfolg ausgeführt. Nur der neutrale bzw. äußerst schwer ablenkbare Phosphoreszenzfleck (vgl. S. 381) war mit gleicher Stärke sichtbar. In gut getrockneter Luft und Kohlensäure erhält man mit der Eisenkathode ebenfalls einen sehr viel schwächeren, oft längere Zeit verschwindenden Wasserstoffanteil. Ein positiver Stickstoffanteil war dann hinter der allerdings sehr langen Kathode nicht mehr wahrnehmbar (vgl. § 5). Unter gewöhnlichen Versuchsbedingungen bei nicht besonders guter Trocknung überwiegt dagegen in Luft und stets in Wasserstoff bei höchstem Vakuum im Entladungs- und Beobachtungsraum der positive Wasserstoff mit einer ziemlich gleichförmigen Geschwindigkeit und nicht der neutrale Anteil. Die Dupletts sind also auch deshalb kaum das Primäre im Kanalstrahl. Bei Luftfüllung ist das Auftreten des Wasserstoffanteils wohl dadurch zu erklären, daß die Reste der Wasserhaut an der Glaswand (konzentrierte alkalische Lösung) dann allein als Dampf in den Entladungsraum gehen und so den Wasserstoffanteil bewirken.

Im höchsten für Entladungen noch möglichen Vakuum von etwa 0,001 mm im Entladungsraum scheinen dann bei Eisen- und Messingkathoden in Luft überhaupt keine Kanalstrahlen mehr vorhanden zu sein, obgleich die Entladung noch merklich durchgeht.

6. Geschwindigkeit des positiven Anteils der Kanalstrahlen. Die durch das magnetische Feld hervorgebrachte Ablenkung d auf dem Schirm ist in erster Annäherung, wie sich aus der von J. J. Thomson abgeleiteten Formel ergibt, $= \frac{e}{m} \frac{H}{v} \frac{l^2}{2}$, wenn das magnetische Feld von der mittleren Stärke H auf der Strecke l sich bis zum Schirm erstreckt. Ist dann noch eine Strecke a feldfrei, so ist $d = \frac{e}{m} \frac{H}{v} \frac{l^2}{2} + a \frac{e}{m} \frac{H}{v} \cdot l$. Wenn H variiert, so läßt sich die Formel von J. J. Thomson anwenden und folgendermaßen abändern:

$$d = \frac{e}{m v} \int_0^l (l - x) H \, dx + \frac{a e}{m v} \int_0^l H \, dx.$$

Also muß bei konstantem $\frac{e}{m}$ mit abnehmender Geschwindigkeit d zunehmen.

Man kann gleichzeitig mit elektrostatischem transversalem Feld beobachten oder auch die longitudinale Beschleunigung durch ein elektrisches Feld mit der magnetischen Ablenkung kombinieren, um so gleichzeitig $\frac{e}{m}$ und v zu messen. Die Formel für letzteren Fall wollen wir a. a. O. entwickeln. Man erhält bei unserer Anordnung, solange der Druck im Entladungsraum größer als etwa 0,001 mm ist, ein Geschwindigkeitsspektrum. Je nach den Versuchsbedingungen liegt die Hauptintensität bei der maximalen Geschwindigkeit oder die Intensität ist gleichmäßig verteilt. Der maximalen Ge-

1) Die Eisenkathode war vorher 8 Stunden lang auf Rotglut erhitzt worden.

schwindigkeit entspricht $\frac{e}{m}$ angenähert $1 \cdot 10^4$, und bei Kathode aus Eisen und weiterem Durchmesser des Kanals (über 1 mm) und einer Röhrenweite von etwa 4 cm ist die Geschwindigkeit von etwa $1{,}5 \cdot 10^8$ unabhängig vom Gas und vom Kathodenfall, solange dieser größer als etwa 10000 Volt ist. Außerdem sind dann kontinuierlich geringere Geschwindigkeiten und größere $\frac{e}{m}$ vertreten, die wir aber nicht einzeln bestimmt haben, da man schwer die zugehörigen Punkte herausfinden kann. Wir beabsichtigen das später auszuführen. Bei engerer Kapillare (0,3 mm, Eisen) erhielten wir kleinere Werte der Geschwindigkeiten im Maximum etwa $1{,}3 \cdot 10^8$, die viel stärker mit dem Kathodenfall variierten und erst etwa von 20000 Volt an konstant wurden. Auch hier war sowohl v wie $\frac{e}{m}$ kontinuierlich variabel und deshalb kann man zunächst nur mit Sicherheit das Maximum von v und $\frac{e}{m}$ angeben. Die Werte sind so verteilt, daß im elektrischen Feld eine dunkle Zone zwischen dem neutralen Fleck und dem wenigst abgelenkten positiven Anteil liegt, im magnetischen keine. Daher ist, wie man leicht sieht, ein maximaler Wert von mv^2 vorhanden, während für mv dies nicht gilt. Das bedeutet gleichzeitige Variabilität von $\frac{e}{m}$ und v.

Ist dagegen das Vakuum auch im Entladungsraum hoch, wobei die Eisenkathode als Wehneltkathode intermittierend wirkt (ein anderes Material, z. B. Kalziumoxyd, wäre geeigneter gewesen), so ist $\frac{e}{m}$ und v nicht mehr kontinuierlich variabel, sondern man erhält deutlich getrennt vom neutralen Fleck einen scharfen Fleck mit $\frac{e}{m} = 10^4$ und $v = 1{,}8 \cdot 10^8$. Zwischen diesem und dem neutralen liegen noch einige undeutliche, recht schwache Helligkeiten, die aber nicht stören. Stets aber ist nach unsern Versuchen die maximale Geschwindigkeit nicht größer als aus dem Kathodenfall folgt.

Diese Versuche gehen am besten in Wasserstoff, aber auch in jedem anderen Gas, wenn die Kathode Wasserstoff enthält oder in der Röhre sich Wasserdampf befindet. In andern Gasen ist, wie schon S. 385 bemerkt, der ganze positive Anteil überhaupt schwach oder verschwindend.

7. Kanalstrahlen unter höherem Druck. Wenn der Druck im Beobachtungsraum höher als 0,02—0,03 mm ist, so werden die Erscheinungen wesentlich anders als bei niedrigeren Drucken. Ein Teil der scheinbaren Widersprüche zwischen den Ergebnissen von E. Goldstein, W. Wien, J. J. Thomson, J. Stark dürfte darauf zurückzuführen sein, daß diese Forscher bei verschiedenen Drucken beobachteten. Wir haben vorerst nur vereinzelte Beobachtungen bei höheren Drucken angestellt. Die schon vor der Kathode neutralen Strahlen kommen hierbei nicht wesentlich in Betracht, da ihre Reichweite nur klein ist (vgl. S. 385). Die Lichtemission wird dann hauptsächlich durch die aus den positiven Strahlen im Beobachtungsraum gebildeten neutralen Teile bedingt[1]), die eine erhebliche kinetische Energie erhalten und mit Gasmolekülen zusammenstoßen. Nach E. Goldstein bestehen diese Strahlen 1. aus den regelmäßigen Nebelstrahlen und 2. aus den diffusen Strahlen.

Während aber die primär gebildeten neutralen Teile mehr oder minder senkrecht zur Kathodenfläche sich bewegen, verbreitet eine große Anzahl dieser neutralen Teile sich im ganzen Beobachtungsraum nach allen Richtungen, ein anderer Teil behält die ursprüngliche Richtung der Kanalstrahlen bei. Das von den ersteren emittierte Licht ist das des Gases im Beobachtungsraum, nicht das des Wasserstoffs, aus dem der positive Anteil immer noch besteht, wie sich durch magnetische Ablenkung nachweisen läßt. Die Erscheinungen, die die positiven Kanalstrahlen bei solchen Drucken zeigen, sind also sehr ähnlich dem Verhalten der α-Strahlen von Radiumbromidkristallen in Luft bei Atmosphärendruck, wie es F. Himstedt und G. Meyer[2]) beobachtet haben.

8. Linienemission und -absorption als Temperaturerscheinung. Die Linienemission und -absorption von Dämpfen bei erhöhter Temperatur ohne elektrische Einwirkung hat zu vielfachen Experimenten und theoretischen Erörterungen Anlaß gegeben. Es sei hier nur kurz auf die Untersuchungen von Pringsheim, Wood, King, Fredenhagen, Füchtbauer, Stark u. a. und auf die Diskussion bei H. Kayser, Handbuch der Spektroskopie, verwiesen. Man muß hierbei zwei Fälle unterscheiden: 1. Absorption und Emission einer Spektrallinie tritt nur bei gleichzeitiger Einwirkung von anderswelligem Licht oder verbunden mit chemischen Prozessen oder Ionisation durch direkt wirkende elektrische Vorgänge auf. In diesem Fall liegt keine Temperaturemission und -absorption vor.

1) Das läßt sich durch kontinuierliche Druckerhöhung bei gleichzeitiger magnetischer Ablenkung nachweisen.

2) F. Himstedt u. G. Meyer, Ber. Freib. nat. Ges. 16, 13, 1907.

Das trifft für Quecksilber sicher zu; bezüglich anderer Metalldämpfe, namentlich der Erdalkalien, ist es noch eine unentschiedene Streitfrage. 2. Linienemission tritt in einem gleichförmig temperierten Raume auf. In letzterem Fall muß natürlich nach dem Gesetze von Kirchhoff auch Absorption vorhanden sein. Umgekehrt, wird Absorption einer Spektrallinie nachgewiesen, wenn nur mit dem betreffenden Licht der Linie selbst beleuchtet wird, so muß bei Temperatursteigerung Linienemission vorhanden sein. Wenn auch letztere natürlich nur bei mehr oder minder starker Temperaturungleichheit im Gas wahrgenommen werden kann, so ist die Linienemission dann doch eine reine Temperaturerscheinung. Thermodynamisch gleichgültig ist, ob gleichzeitig Ionisation oder chemische Dissoziation auftritt oder nicht. Notwendig ist nur, daß bei der Beobachtung, wenn Linienabsorption festgestellt werden soll, nicht Licht auffällt, was von dem Dampf selektiv kontinuierlich oder diskontinuierlich in einem anderen Spektralgebiet, z. B. im Ultraviolett, absorbiert wird; denn hierdurch könnte der Dampf, wie das bei Quecksilber der Fall ist, in einen Zustand versetzt werden, der Linienabsorption und -emission bedingt. Dagegen ist es natürlich nicht möglich, daß Licht von der Wellenlänge der Absorptionslinie selbst diese Linie hervorrufen würde, da das Licht nur, wenn es schon absorbiert wird, eine Wirkung hervorrufen kann. Von den *D*-Linien im Absorptionsspektrum des *Na*-Dampfes steht fest, daß sie auch dann auftreten, wenn nur homogenes *Na*-Licht einfällt, und bei den zur Erhitzung des Dampfes benutzten Eisenröhren scheint eine chemische Reaktion wohl ausgeschlossen. Bezüglich der zahlreichen anderen von Wood aufgefundenen Spektrallinien ist das, soviel ich weiß, nicht bekannt.

Für die kinetische Deutung der Linienabsorption und -emission ist hingegen wesentlich, ob chemische Dissoziation oder Ionisation gleichzeitig vorhanden ist. Für das in Linien auflösbare Bandenspektrum der Dämpfe wie Brom, salpetrige Säure usw. scheint nach Versuchen, die Herr K. Küpferer hier angestellt hat, chemische Dissoziation maßgebend zu sein. Wo diese in Gasen oder Dämpfen fehlte, war kontinuierliche selektive Absorption vorhanden. Ionisation tritt in diesen Fällen nach vorläufigen Messungen nicht merklich auf. Hingegen scheint wenigstens bei *Na*-Dampf nach den Untersuchungen von Füchtbauer, daß bei der Temperaturabsorption in Linien der Serienspektra Ionisation vorhanden sein könnte.

9. Der Temperaturbegriff bei der Lichtemission von Kanalstrahlen. Die folgenden Betrachtungen beziehen sich zunächst nur auf Kanalstrahlen, sind aber wohl auch auf die Vorgänge in Geißlerschen Röhren anwendbar. Die Temperatur muß nach den Grundsätzen der kinetischen Gastheorie und den beiden Hauptsätzen der Wärmetheorie bei ungeordneter Verteilung durch die Translationsgeschwindigkeit des Moleküls bzw. Atoms gegeben sein, solange der Strahlungsdruck des Gases selbst klein gegenüber dem aus der mechanischen Energie folgenden Druck ist. Dies folgt direkt aus der Temperaturdefinition von Lord Kelvin auf Grund des zweiten Hauptsatzes, der seinerseits wieder auf dem Kreisprozeß mit einem idealen Gas beruht. Setzen wir zunächst $^1/_2 m v^2 = \alpha T$, so sehen wir, daß aus der mittleren Translationsgeschwindigkeit sich eine Temperatur ergeben würde. Wir wissen jetzt aber aus den vorhergehenden Versuchen, daß bei unsern Versuchen jedenfalls nicht der positive Teil, sondern der neutrale leuchtet. Wir dürfen also nicht mehr ohne weiteres den vollen Kathodenfall, der z. B. auf 25 cm 10000 Volt war, in Rechnung setzen, denn, wie oben gezeigt, ist der leuchtende Kanalstrahl schon im Mittel etwa 4 cm vor der Kathode neutral. Schon deswegen muß die Geschwindigkeit allerdings nur unbedeutend kleiner sein als die des positiven Anteils. Betrachten wir jetzt zur Vereinfachung nur den Vorgang im Wasserstoff, dann kann der neutrale Teil im einfachsten Fall ein neutrales Wasserstoffatom oder auch ein Wasserstoffmolekül sein. Nach den früher dargelegten Versuchen entsteht er aus dem positiven Wasserstoffatom, dessen maximale Geschwindigkeit bei obigen Versuchsbedingungen $1{,}8 \cdot 10^8$ war. Es wird nicht der ganze Kathodenfall durchlaufen, ferner kommt wahrscheinlich ein Elektron von nicht unerheblicher entgegengerichteter Geschwindigkeit hinzu. Wir werden also die Geschwindigkeit des neutralen Teils, der aus der Kathode kommt, kleiner als $1{,}8 \cdot 10^8$, vielleicht rund $1 \cdot 10^8$ setzen dürfen. Diese im Vergleich zum positiven Strahl geringere Geschwindigkeit entspricht auch der stärkeren Absorption des neutralen Strahls, verglichen mit der des positiven (S. 385).

Der neutrale Kanalstrahlteil leuchtet aber, nach unseren Versuchen zu urteilen, nicht infolge seiner Translationsgeschwindigkeit oder einer selbständigen Dissoziation, wie früher angenommen wurde; denn eine selbständige Dissoziation des neutralen Licht emittierenden Strahls, im hohen Vakuum unter 0,001 mm konnten wir nicht feststellen und im hohen Vakuum, also ohne Zusammenstöße mit Gasmolekülen, leuchtet der Strahl nicht, wie das J. Stark auch schon angenommen hat. Man kann also jetzt nur noch zwei Hypothesen

machen: 1. Bei den Zusammenstößen des neutralen Strahls mit ruhenden Gasmolekülen findet eine Ionisation des ruhenden oder bewegten Atoms, ein Abspalten eines negativen Elektrons statt, und bei dieser Ionisation oder bei der sehr bald darauf stattfindenden Molisierung tritt erst Lichtemission ein.

2. Das neutrale Kanalstrahlatom oder -molekül stößt mit einem ruhenden Molekül zusammen. Hierbei setzt sich die äußere translatorische Energie teilweise in innere um und auch ruhende Gasatome erhalten eine beliebig gerichtete, immerhin nach den Photogrammen von F. Paschen auf weniger als $1 \cdot 10^5$ cm/sec zu schätzende Geschwindigkeit und entsprechende kinetische Energie.

Nach beiden Annahmen wird also ein erheblicher Teil der ursprünglichen translatorischen Energie in innere verwandelt. Die gerichtete mittlere Geschwindigkeit, diejenige der maximalen Intensität, muß nach den Stoßgesetzen weniger als $\sqrt{2}$ der ursprünglichen, die wir oben gleich $1 \cdot 10^8$ gesetzt haben, betragen. Diese Überlegung muß auch dann gelten, wenn man die bewegte Intensität als von positiven Strahlen ausgehend betrachtet. Das stimmt zu den Werten, die J. Stark, F. Paschen, M. Wien, B. Strasser und H. Rau aus dem Dopplereftekt an Wasserstoff, Helium, Stickstoff berechnet haben. Es muß notwendig die aus dem Dopplereffekt berechnete Geschwindigkeit kleiner sein als die aus dem Kathodenfall.

Mag man aber den Stoß der neutralen oder positiven Teile auf ruhende Gasmoleküle, das Leuchten von beiden bewirkt, nach der ersten Annahme durch die Molisierung, durch das Heranziehen und Binden des negativen Elektrons an das positive Ion oder nach der zweiten Annahme sich rein mechanisch denken, so kann man gleichwohl folgendes über die Verteilung von äußerer und innerer Energie schließen.

Bei geradem Stoß wird der maximale Verlust an kinetischer Energie eintreten. Doch müßte, wenn hier die Gesetze des gewöhnlichen elastischen Stoßes gelten würden, auch eine geringere Geschwindigkeit und damit eine Wellenlängenverschiebung in entgegengesetzter Richtung vorhanden sein. Das ist nach den Beobachtungen nicht der Fall. Also findet nur eine Erschütterung des bewegten Kanalstrahlteils und eventuell des ruhenden Moleküls statt. Die Zusammenstöße bei hohen Temperaturen bzw. bei der Molisierung scheinen also Vorgänge ganz anderer Art zu sein, über die wir vorläufig noch nichts aussagen können. Nur das folgt aus den Versuchen, daß die gerichtete Translationsgeschwindigkeit an sich noch gar kein Leuchten bewirkt und keiner bestimmten Temperatur entspricht. Es müßte erst durch Zusammenstöße die Verteilung der Geschwindigkeiten auf die innere Energie bewirkt sein. Hierbei wird auch bei einatomigen Gasen, wie Quecksilber, ein sehr erheblicher Teil der translatorischen Energie in innere Energie, die erst das Leuchten bewirkt, verwandelt. Es muß also bei hohen Temperaturen $\frac{c_p}{c_v}$ für einatomige Gase kleiner als der theoretische Wert werden. Diese innere Energie erschöpft sich im Fall der Kanalstrahlen bald durch Ausstrahlung und muß durch Zusammenstöße bzw. Ionisation und Molisierung wieder zurückgewonnen werden. Dies gilt in allen Fällen, bei denen das betreffende Gas nicht durch strahlende oder spiegelnde Wände derselben Temperatur begrenzt ist. Dieser Verlust an innerer Energie wird um so rascher vor sich gehen, je dünner die strahlende Gasschicht ist. Die innere Energie des Atoms könnte also jedenfalls nur im ersten Moment nach dem Zusammenstoß der äußeren entsprechen. Außerdem kann, wenn auch keine Ausstrahlung stattfinden würde, höchstwahrscheinlich aber erst nach vielen Zusammenstößen die innere Energie wirklich der äußeren entsprechend verteilt sein, also so wie es einem Temperaturgleichgewicht zukäme. Deshalb wird bei Kanalstrahlen nicht entfernt, und in Geißlerschen Röhren, wo das Gas viel dichter und die Translationsgeschwindigkeit erheblich kleiner, doch nur angenähert die Strahlungstemperatur der Translationsgeschwindigkeit bzw. äußeren kinetischen Energie entsprechen können. Wenn wir annehmen, daß dies der Fall wäre, so wäre der Ansatz zur Berechnung der Temperatur aus der Grundgleichung $\frac{1}{2} m v^2 = \alpha T$; $v_1^2 : v_0^2 = T_1 : T_0$. Aus den Messungen des Dopplereffekts kennen wir v_1 für Kanalstrahlen in Wasserstoff bei 10000 Volt Kathodenfall, etwa gleich $3 \cdot 10^7$. Da v_0 für das Wasserstoffmolekül gleich $1{,}8 \cdot 10^5$ bei 0^0 C ist, so folgt für die Temperatur des leuchtenden Wasserstoffatoms aus der translatorischen Energie rund $5 \cdot 10^8$ Grad. Diese Temperatur entspricht aber, wie gesagt, nicht der Strahlungstemperatur und wir können vorläufig nur sagen, daß die „schwarze" Strahlungstemperatur ganz erheblich kleiner sein muß. Bezüglich des Verhältnisses äußerer zu innerer kinetischer Energie eines einatomigen Gases läßt sich nur so viel sagen, daß die schon bei gewöhnlicher Temperatur vorhandene kontinuierliche Absorption des Hg-Dampfes im Ultraviolett mit steigender Temperatur eine Emission und demgemäß einen zunehmenden Vorrat an innerer kinetischer Energie der gebundenen Elektronen, der bei gewöhnlicher Temperatur in diesem Fall praktisch

null ist, bedingen muß. K. Kilchling und der Verf.[1]) glauben das Vorhandensein innerer kinetischer Energie der gebundenen Elektronen aus Versuchen über die Absorption fester Körper für diese folgern zu können. Ob dagegen die Linienabsorption und -emission im sichtbaren Gebiet allmählich oder plötzlich in notwendigen Zusammenhang mit Ionisation oder ohne einen solchen auftritt, läßt sich nicht entscheiden. Beobachtungen an Geißlerschen Röhren führten den einen von uns zu keinem Ziel; denn hier lassen sich die elektrischen Erscheinungen von den Temperaturwirkungen nicht trennen.

1) K. Kilchling u. J. Koenigsberger, l. c.

(Eingegangen 11. April 1910.)

Registrierung der luftelektrischen Zerstreuung in unmittelbarer Nähe des Erdbodens[1]).

Von H. Ebert und K. Kurz.

Schon bald, nachdem durch die Arbeiten von J. Elster und H. Geitel in die luftelektrische Forschung ein neues wichtiges Element eingeführt worden war: die Frage nach der Ionenführung der Atmosphäre, zeigte sich, daß dieses neue luftelektrische Element mindestens von derselben Variabilität ist, wie das früher schon bekannte des atmosphärischen Spannungsgefälles, bezüglich dessen man sich schon in der zweiten Hälfte des vorigen Jahrhunderts zur Registrierung entschlossen hatte, um die Gesetze seines zeitlichen Verlaufes zunächst am gleichen Beobachtungsorte genauer verfolgen zu können.

Demnach mußte es von Wichtigkeit erscheinen, Methoden ausfindig zu machen, um auch für die luftelektrische Zerstreuung eine fortlaufende Aufzeichnung zu gewinnen. Einen praktischen Vorschlag zu derartigen Registrierungen verdanken wir zuerst A. Sprung[2]). Von G. Lüdeling[3]) sind mit der nach verschiedenen Richtungen hin verbesserten Sprungschen Anordnung mittels des Benndorfschen mechanisch registrierenden Elektrometers Zerstreuungen im Jahre 1904 aufgezeichnet worden. Aber die Messungen konnten nur relative Werte liefern, wie der Autor hervorhebt, der die getroffene Einrichtung selbst als eine zunächst provisorische bezeichnet.

1) Auszug aus der als Abhandlung der Kgl. Bayerischen Akademie d. Wiss. math.-physikal. Klasse, XXV. Band, 2. Abhandlung, 1909 erschienenen gleichnamigen Arbeit.

2) A. Sprung, diese Zeitschr. 5, 328, 1904.

3) G. Lüdeling, diese Zeitschr. 5, 447, 1904.

Überhaupt mußte man sich alsbald darüber klar werden, daß die Angaben derartiger Zerstreuungsapparate einschließlich des von Elster und Geitel angegebenen, leicht transportablen und für erste qualitative Orientierungen auf dem neu erschlossenen Gebiete höchst wertvollen Instrumentariums, keine einfachen und direkten Beziehungen zu denjenigen Größen aufweisen, welche für die Ionen und den Ionisierungszustand eines Gases der Theorie nach tatsächlich maßgebend sind, worauf H. Schering[1]) zuerst hingewiesen hat. Je nach der verwendeten Leiteranordnung und der benutzten Spannung können dabei verschiedene Fälle vorliegen; dieselben laufen in zwei Extreme aus, welche besonders einfache und klare Beziehungen zu den den Ionisierungsprozeß definierenden Größen aufweisen:

1. Die Ladespannung ist niedrig, das Feld zwischen den Elektroden so schwach, daß sein Hinzutreten den Ionisierungszustand nicht merklich ändert. Alsdann fließt durch jede geschlossene Fläche, die man sich um die Elektrode herum gelegt denkt, pro Zeiteinheit dieselbe Elektrizitätsmenge, und diese ist für jede Stelle proportional der Raumdichte der Ladung daselbst und der Wanderungsgeschwindigkeit der Ionen; diese letztere ist aber wieder proportional der Feldkraft $\mathfrak{E}$; der Proportionalitätsfaktor ist die spezifische Wanderungsgeschwindigkeit v. Der „Strom" ist also der Feldkraft selbst proportional, es herrscht sog. „freier Strom", für welchen das Ohmsche Gesetz gilt. Die in dieser Weise gewonnenen Zerstreuungsmessungen geben ein Maß für das polare Leitvermögen.

2. Die Ladespannung ist hoch, das Feld so stark, daß alles, was pro Zeiteinheit in dem Ionisierungsraume im Kubikzentimeter an Ionen gebildet wird oder in diesen an solchen eintritt, gegen die Elektrode bzw. gegen die Wände getrieben wird, ehe im Felde ein Verschwinden durch Wiedervereinigung, Molisierung, möglich wird. Es herrscht „Sättigungsstrom". Man mißt hierbei die Elektrizitätsmenge, welche in dem Augenblicke der Beobachtung in dem Ionisierungsraume in Form freibeweglicher Ladungen vorhanden war.

H. Schering[2]) hat unter Benutzung „freier Ströme" ein Verfahren ausgearbeitet, welches zur Registrierung der elektrischen Leitfähigkeit in der Atmosphäre geeignet ist. Wir haben Registrierungen für die beiden eben skiz-

1) H. Schering, Inaug.-Diss. Göttingen 1904.

2) H. Schering, Gött. Nachr., Math.-phys. Kl., S. 201, 1908.

zierten Fälle durchgeführt. (Zwischen diesen Extremen liegen die Fälle der „ungesättigten Strömungen", welche kompliziertere und wenig übersichtlichere Fälle darstellen.) Die von uns nach dem unter 1. angegebenen Verfahren durchgeführten Registrierungen decken sich also mit den Scheringschen Untersuchungen; wir haben das Hauptgewicht aber auf die nach 2. bei Sättigungsstrom erhaltenen Werte gelegt, welche auch bei weitem die längste Dauer unserer Aufzeichnungen in Anspruch nahmen. Hierbei kam es uns zunächst weniger darauf an, lange zusammenhängende Registrierungen zu erhalten, als vielmehr die Bedingungen und die Gesetze der Ionenführung der untersten, dem Erdboden unmittelbar anliegenden Schichten genauer festzustellen. Daß wir die Zerstreuungsbestimmungen an der Grenzschicht zwischen Erdboden und Luftmeer vorgenommen haben, hatte seinen Grund in einer Reihe von Ergebnissen neuerer luftelektrischer Messungen, die darauf hindeuten, daß gerade diese Schichten von besonderer Bedeutung für den Elektrizitätshaushalt der Atmosphäre sind. Ist es doch seit den grundlegenden Arbeiten von Elster und Geitel unzweifelhaft geworden, daß der Hauptionisator der Atmosphäre in Form von Emanationen und der mehr oder weniger durchdringenden Strahlungen der im Untergrunde vorhandenen radioaktiven Elemente dem Erdboden entstammt. Ferner ist der große Ionenreichtum der Bodenluft gegenüber der Freiluft wiederholt und an den verschiedensten Erdorten festgestellt worden. In der genannten Grenzschicht findet sich also ein großes Gefälle der Ionendichte. Hier müssen sich daher alle jene Transpirationsprozesse abspielen, die zuerst Zeleny[1]), dann Simpson[2]), Ebert und L. Endrös[3]) experimentell studiert haben, und welche von Ebert zur Erklärung der Aufrechterhaltung des erdelektrischen Feldes mit herangezogen wurden. Gerade über die quantitative Bedeutung dieses Faktors in der Natur hatten sich Meinungsverschiedenheiten herausgebildet[4]). Es war daher von Wichtigkeit, seinen Einfluß in einem speziellen Falle festzustellen. Hierzu waren gelegentliche Stichproben nicht ausreichend. Alle meteorologischen Faktoren, welche einen Anhub der auf dem Boden lastenden Luftschichten und die Ausbildung aufsteigender Luftströme bedingen, müssen auf diesen Prozeß einen Einfluß ausüben, da der Boden im allgemeinen vollkommen luftdurchlässig, und daher der Übertritt von Bodenluft mit ihren Emanationen und Ionen in das Luftmeer ein durchaus wechselnder ist. A. Daunderer[1]) hat für dieses Aus- und Eintreten von Bodenluft den Ausdruck „Bodenatmung" eingeführt, der uns sehr zweckmäßig gewählt erscheint, und der daher von uns im weiteren beibehalten werden soll.

Aus den genannten Gründen haben wir die Registrierungen unmittelbar am Erdboden vorgenommen. Die Berechnung der Ionenerzeugung in unmittelbarer Nähe des Bodens zeigt das tatsächliche Vorhandensein eines großen Gefälles der Ionendichte in dem untersuchten Gebiete.

1) J. Zeleny, Phil. Mag. (5) **46**, 120, 1898.
2) G. C. Simpson, Phil. Mag. (6) **8**, 589, 1903.
3) H. Ebert, diese Zeitschr. **5**, 135, 1904.
4) Vgl. G. C. Simpson, diese Zeitschr. **5**, 325 und 734, 1904; vgl. dazu H. Ebert, **5**, 499, 1904 und **6**, 825, 1905. Ferner: H. Gerdien, ebenda **6**, 647; vgl. dazu H. Ebert **6**, 828, 1905.

Methode und Anordnung.

Da es uns hier im wesentlichen darauf ankam, den Elektrizitätsausgleich zwischen der Erdoberfläche und den derselben unmittelbar anliegenden Luftschichten unabhängig von dem luftelektrischen Spannungsfelde der Atmosphäre zu studieren und insbesondere der Frage näher zu treten, ob aus dem Erdboden selbst geladene Partikelchen in den Luftraum übertreten, so gaben wir schließlich unserer Anordnung die durch die schematische Skizze Fig. 1 erläuterte Form:

Eine größere ebene horizontale, gut isolierte Platte P (in der definitiven Ausführung von den Dimensionen 20×30 cm[2]) ist dem Erdboden E in wenigen Zentimetern Abstand frei gegenübergestellt; unten ist das lockere Kiesmaterial des Untergrundes angedeutet, darüber eine Sandschicht mit ihren Kapillaren; die Platte wird von dem mit Natriumtrocknung versehenen großen „Gockelisolator"[2]) J gehalten und ist durch die Zuleitungen Z dauernd mit einem Quadrantenpaare Q_1 eines Elektrometers verbunden, dessen Nadel N und anderes Paar Q_2 unter Zwischenschaltung eines Kommutators C mit dem einen Pole einer Hochspannungsakkumulatorenbatterie B verbunden ist; der andere Pol der Batterie ist an Erde gelegt. Die Platte P, alle Zuleitungen Z, sowie das Elektrometer selbst sind durch Schutznetze S und geeignete Schutzkästen aufs sorgfältigste vor jeder äußeren Influenzwirkung geschützt. Allstündlich wird durch ein Uhrwerk automatisch die Zuleitung zur Platte bei b für

1) A. Daunderer, Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie elektrische Raumladung. Inaug.-Diss. der techn. Hochschule, München 1908, S. 27. Vgl. auch diese Zeitschr. **8**, 281, 1907 und **10**, 113, 1909.
2) A. Gockel, diese Zeitschr. **6**, 328, 1905.

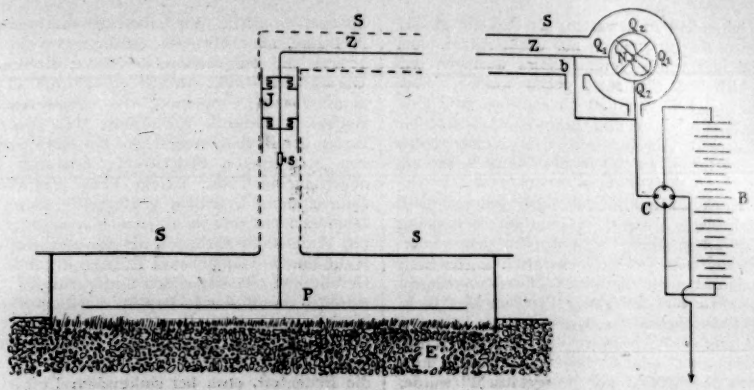


Fig. 1.

einige Minuten mit der Spannungsquelle in Verbindung gesetzt und dadurch der Lichtzeiger der photographischen, zum Elektrometer gehörigen Registriervorrichtung auf die Ruhelage zurückgebracht. Alsbald wird dieser Kontakt bei *b* aber wieder gelöst und die Platte sich selbst überlassen. Unter der Wirkung der durch das künstliche Feld zwischen *P* und *E* herangezogenen Ionen (und der nie ganz zu vermeidenden Verluste über die isolierenden Stützen hinweg und der Ausgleiche zwischen den geladenen Teilen und den geerdeten Schutzhüllen in der daselbst befindlichen ionisierten Luft) erniedrigt sich die Spannung auf *P* und der Lichtzeiger wandert, durch seine Bewegung gewissermaßen über die während einer Stunde „zerstreute" Elektrizitätsmenge integrierend; auf der Registrierwalze erscheinen Striche, deren Länge das Maß für die pro Stunde neutralisierte Elektrizitätsmenge selbst bildet. Wird die Ladespannung so hoch (gewöhnlich 120 oder 60 Volt bei nur 5 cm Plattenabstand) gewählt, daß sicher auch am Ende einer Stunde, wo die Neuaufladung einsetzt, noch Sättigungsstrom besteht (was durch besondere Versuche festzustellen ist), so tragen zu dem registrierten Zerstreuungseffekte alle Ionen von dem der Ladung entgegengesetzten Vorzeichen bei, welche in der Stunde innerhalb des Raumes *EP* gebildet wurden oder in diesen eindrangen.

Um die Ladungsverluste über die Stützen und nach den Schutzhüllen hin gesondert bestimmen zu können, läßt sich die Platte bei *s* von den Zuleitungen *Z* losschrauben; zwischengeschaltete Registrierungen geben dann Aufschluß über diese Verluste.

Bestimmt man dann noch die Spannungsempfindlichkeit des Instrumentes, sowie die Kapazität *C* des gesamten, aus Elektrometer, Zuleitungen und Platte bestehenden Systems und die Kapazität *c* des Systems bis zur Trennungsstelle *s* hin, also ohne Platte, so kann man aus der Länge der während je einer Stunde registrierten Wege des Lichtzeigers auf die an der Platte neutralisierten Elektrizitätsmengen in absolutem Maße schließen.

Könnte man mit einer solchen Platte eine ganze Landschaft überdecken, so würden die erhaltenen Werte nicht nur einen qualitativen Anhalt über die Art des Ionenaustausches zwischen Boden und darüberliegendem Luftraume ergeben, sondern sie würden auch die Höhe des durch diesen Austausch tatsächlich übermittelten Betrages an Elektrizität seiner Quantität nach übersehen lassen.

Das Experiment, wie wir es wirklich ausführen können, muß aber weit hinter diesem Ideale zurückbleiben; wir vermögen aus praktischen Gründen kaum größere als einen Quadratmeter überdeckende Platten zu verwenden. Dann müssen aber die erhaltenen Werte kleiner als jene ausfallen, mit denen sich bei dem Ionenaustausche zwischen Boden und Luftmeer ein Quadratmeter tatsächlich in der Natur beteiligt. Denn da wir eine Kommunikation der Luft durch die Schutznetze *S* Fig. 1 hindurch zulassen müssen, so werden sowohl Ionen wie Ionen erzeugende Emanationen, welche aus dem Boden aufsteigen, durch jeden Luftzug zerstreut und emporgehoben, ohne daß sie dem künstlichen Felde zwischen *P* und *E* zu eigen würden. Es ist daher von vornherein

nicht anders zu erwarten, als daß die gewonnenen Registrierungen nur einen Anhalt über den allgemeinen Verlauf dieses wichtigen erdelektrischen Elementes geben werden, seine Abhängigkeit von den meteorologischen Faktoren, der Jahres- und Tageszeit, daß aber die erhaltenen Absolutwerte weit hinter denen zurückstehen, welche in der Natur selbst anzunehmen sind.

Nach bisherigen Erfahrungen war eine nicht unerhebliche Unipolarität in der Zerstreuung zu erwarten, deren Vorhandensein zwar wiederholt und zum Teil sehr energisch angezweifelt worden ist, deren direkter Nachweis aber augenscheinlich für das ganze Problem des Elektrizitätshaushaltes des Systems: Erde-Luftmeer von großer Wichtigkeit sein mußte. Damit hierbei eine solche Unipolarität nicht etwa durch das Erdfeld nur „vorgetäuscht" wurde, mußten die Versuche an einem Orte angestellt werden, der nach dieser Richtung hin die weitestgehenden Garantien bot. Als überaus günstiges Versuchsfeld erwies sich der dem Terrain der technischen Hochschule in München durch Ankauf 1905 angegliederte sog. Ostermaiersche Garten, ein Terrain, welches rings von hohen Gebäuden umgeben und mit stattlichen Bäumen bepflanzt ist. Unter diesen ließ sich mit dem Exnerschen Instrumentarium für Potentialmessungen keine Spur des Erdfeldes mehr nachweisen, so daß die Bodenschicht als völlig störungsfrei gelten kann. Aber auch die meteorologischen Niederschläge mußten von der Anordnung ferngehalten werden. Wir entschlossen uns daher, die Plattenanordnung durch eine luftige, aber regen- und schneesichere Hütte zu überbauen.

Da es uns wesentlich mit auf den eben erwähnten Nachweis ankam, daß tatsächlich aus dem Erdboden Elektrizitätsmengen mit einem Überschusse an positiven Ionen hervortreten, so war zunächst eine Anordnung von Vorteil, bei der zwei Platten mit ihren Zuleitungen an die beiden Quadrantenpaare desselben Elektrometers angeschlossen waren. Denn dadurch war nicht nur die Möglichkeit geboten, durch Benutzung bald der einen bald der anderen Platte Einseitigkeiten und Zufälligkeiten der Anordnung bis zu einem gewissen Grade zu eliminieren, sondern vor allem auch die Möglichkeit einer Differentialschaltung der einen, + geladenen Platte gegen die andere, — geladene; gerade bezüglich des genannten Überschusses und seines zeitlichen Verlaufes war hierdurch ein direktes Urteil zu gewinnen.

Endlich kam es uns darauf an, über die oben erwähnte „Bodenatmung" nähere Auskunft zu erhalten. Wir haben die Platten daher in flache, aber vertiefte Gruben von je $30 \times 40 \times 10$ cm^3 eingelassen, an deren Boden der Untergrund direkt zutage trat, und in der unmittelbaren Umgebung das Austreten von Bodenluft dadurch verhindert, daß wir den Boden der Beobachtungshütte mit einer Schicht von Stampfbeton bedeckten. Dadurch wird augenscheinlich der Effekt einer eventuellen Bodenatmung künstlich gesteigert. Denn die Humusschicht wird im allgemeinen einen größeren Widerstand darbieten als die von größeren Hohlräumen, Gängen und Lücken durchsetzten Gerölle und Geschiebe des Untergrundes. Namentlich wenn durch Regen die Durchlässigkeit des Bodens in der Umgebung der Hütte infolge des Verschlusses, den dabei die Erdkapillaren erfahren, stark herabgesetzt ist, wird die Bodenluft, etwa bei sinkendem Luftdrucke vorwiegend durch die künstlichen Öffnungen in der Betondecke ihren Weg nehmen; diese erinnern dann im kleinen an die „blasenden Brunnen", welche Ed. Sarasin[1]) in luftelektrischer Hinsicht untersuchte. Es ließ sich zeigen, daß bei diesem rascheren Ausströmen der Bodenluft in die Atmosphäre die Zerstreuungswirkung herabgesetzt wird; dieselbe wird gesteigert, wenn die Bodenluft durch eine weniger durchlässige Schicht aufgehalten und gezwungen wird, unter dieser Decke längere Zeit zu stagnieren. Es tritt dann außerdem eine eigentümliche „Diaphragmenwirkung" hinzu, wie sie bei den Versuchen von H. Ebert[2]) zum Nachweise verwendet wurde, daß tatsächlich von ionisierter, durch enge Kanälchen streichender Luft positive Ladung in die Umgebung hinausgetragen, negative Ladung im Diaphragma selbst zurückgelassen wird. Wir haben diese Diaphragmenwirkung, wie sie in der Natur offenbar der Humusschicht und der Vegetationsdecke zukommt, direkt der aus dem Boden austretenden Luft gegenüber durch Sanddiaphragmen nachweisen können.

Wie man sieht, war die ganze Anordnung zunächst mehr darauf angelegt, die maßgebenden Faktoren erst einmal experimentell festzulegen, als die in der Natur selbst sich abspielenden Vorgänge durch die Registrierungen darzustellen. In diesem Sinne sind auch die erhaltenen Beziehungen zu den meteorologischen Elementen aufzufassen.

Wir müssen uns an dieser Stelle wegen des zur Verfügung stehenden Raumes darauf beschränken, Auswahl und Prinzip der Methode anzugeben. Die Beschreibung der definitiven Anordnung mit allen Einzelheiten, Platten-

1) Ed. Sarasin, diese Zeitschr. **6**, 708, 1905.
2) H. Ebert, diese Zeitschr. **5**, 135, 1904.

anordnung, Ladevorrichtung, Elektrometer und Registriereinrichtung, auch die Eichung der Meßanordnung und die Auswertung der Registrierkurven muß der Hauptarbeit entnommen werden, in der Hütte und Registriervorrichtungen im Auf- und Grundriß und in einzelnen Teilen durch Figuren erläutert sind.

Beobachtungsergebnisse und Diskussion.

1. Zusammenstellung des Gesamtmateriales. Die Beobachtungszeit zerfällt in zwei längere, durch zusammenhängende Beobachtungen erfüllte Perioden: eine vom 23. April bis zum 17. August 1908 reichende Sommerperiode und eine zweite, vom 16. Dezember 1908 bis zum 8. März 1909 reichende Winterperiode. — Die Verarbeitung des Materials geschah in der Weise, daß für jede Beobachtungsstunde die an den Platten neutralisierten Elektrizitätsmengen in C.G.S.-Einheiten berechnet und in der Hauptarbeit tabellarisch zusammengestellt wurden. Dabei wurde natürlich bei allen Werten der durch Isolationsmängel usw. bedingte Verlust in Rechnung gebracht, so daß die im weiteren gegebenen Zahlen direkt die pro Stunde an den 20×30 cm² großen, einer Bodenfläche von 30×40 cm² gegenüberstehenden Platten neutralisierten Elektrizitätsmengen darstellen. Die Stundenwerte sind dann einmal für jeden einzelnen Tag zu Mittelwerten vereinigt worden: Tagesmittel, zweitens auch für jede Tagesstunde einer Beobachtungsperiode: Stundenmittel. Die Zusammenstellung der Werte zu Stundenmitteln geschah in doppelter Weise: Einmal unter Benutzung sämtlicher vorhandener Werte, dann unter Auswahl derjenigen Tage, an denen die Registrierung lückenlos war, an denen sich also von Mitternacht bis Mitternacht die Zerstreuungen ohne Unterbrechung aufgezeichnet hatten.

Weiter sind in beiden Registrierperioden die Stundenmittel für beide Vorzeichen zu den Größen $Q = E_+ - E_-$ der Differenz der beiden Ionenarten in E.S.E. pro Stunde, und zu $q = E_+/E_-$, dem Verhältnis der beiden Arten zusammengefaßt. Auch für die Haupttagesmittel sind diese Größen gebildet. Auch hier ist einmal für die aus sämtlichen registrierten Werten erhaltenen Stundenmittel Q und q gebildet worden, dann auch für die bei den lückenlosen Tagesregistrierungen erhaltenen Mittelwerte.

Die Sommerregistrierungen (erste Registrierperiode) gruppieren sich um einen Zerstreuungswert von rund 2 el. stat. Einheiten pro Stunde, die Winterregistrierungen (zweite Registrierperiode) um einen solchen von rund 3 Einheiten. Der Unterschied ist nicht durch die Jahreszeit bedingt, sondern dadurch, daß bei der zweiten Registrierperiode mit einem anderen Oberflächenmateriale gearbeitet wurde. Die Zahlen beider Perioden sind also nicht unmittelbar miteinander vergleichbar. Durch zwischengeschaltete gelegentliche Registrierungen mit dem früher benutzten Bodenmateriale während der zweiten Registrierperiode haben wir uns davon überzeugt, daß im Winter unter gleichen äußeren Umständen im Mittel auch Zerstreuungswerte von derselben Größenordnung, in unserem Falle also von 2 el. stat. Einheiten erhalten werden.

Des Folgenden wegen wird es von Wichtigkeit sein, das erhaltene Gesamtresultat schon hier in etwas anderer Form noch auszusprechen.

Ionenbildend können in unseren Bodeneinsenkungen im ganzen drei Agenzien wirken:

a) die von der Erdsubstanz ausgehende, sog. „durchdringende Strahlung"; sie wird erst durch eine Bleischicht von 3 cm Dicke auf die Hälfte ihrer Wirksamkeit herabgedrückt. Im Durchschnitt fand man für sie in der Nähe der Erdoberfläche eine Intensität, die dadurch charakterisiert ist, daß sie rund 10 Ionen beiderlei Zeichens pro cm³ und sec zu bilden imstande ist;

b) die aus dem Erdboden empordringenden Emanationen; die unter a und b genannten Agentien bilden überall und jederzeit ebenso viele + wie —Ionen;

c) endlich können auch bereits gebildete Ionen in die Bodenöffnungen eintreten; ihnen allein kann eine Unipolarität, wenn sie beobachtet wird, zugeschrieben werden.

Von den Agenzien a und b kann man annehmen, daß sie in dem ganzen, die Zerstreuungsplatten umgebenden Raume von $30 \times 40 \times 10 = 12\,000$ cm³ Inhalt gleichmäßig zur Geltung gelangen; denn die durchdringende Strahlung wird durch die nur 0,1 cm dicken verzinkten Eisenplatten kaum merklich aufgehalten, die Emanationen zerfallen auf ihrem Wege um die Platten herum ihren Halbwertzeiten entsprechend und sind daher auch oberhalb der Platten, dort wo sie in die Atmosphäre übertreten, jedenfalls noch von genügender Wirksamkeit, um auch hier noch Ionen zu erzeugen. Nur von den aus dem Boden direkt austretenden Ionen wird man annehmen müssen, daß sie sogleich dem elektrischen Felde um den Zerstreuungskörper herum verfallen. Dafür treten aber auch von oben her aus der Freiluft Ionen ein und es wird Aufgabe der folgenden Auseinandersetzungen sein, zu zeigen, daß die von unten her eindringende Ionenmenge die größere ist. Immerhin wird

1250 der negativen Ionen zur Verfügung; davon sind 1359 bei ungeändertem (kiesbedecktem) Boden, die übrigen 866 bei sandbedecktem Boden gewonnen. Die Werte sind in der Hauptarbeit einzeln aufgeführt. Folgende Tabelle gibt die Resultate nach den gleich zu besprechenden Gesichtspunkten geordnet.

	Ionenmengen in E.S.E. pro Stunde und Plattenfläche		Überschuß	Verhältnis
	positive	negative		
A. Bei Benutzung aller Werte.				
Mit Übersandung	3,28	2,97	+ 0,31	1,110
Ohne „	2,09	1,96	+ 0,13	1,067
Steigerung durch Übersandung	1,19	1,01	+ 0,18	—
B. Bei Benutzung lückenloser Tage.				
Mit Übersandung	3,32	2,99	+ 0,33	1,110
Ohne „	2,20	2,06	+ 0,14	1,068
Steigerung durch Übersandung	1,12	0,93	+ 0,19	—

Schon oben S. 392 war auf die Wichtigkeit hingewiesen worden, welche in der Natur die Humus- und Vegetationsdecke bei den hier zu studierenden elektrischen Prozessen spielen muß. Diese Bedeckungen des meist viel großkörnigeren und lockeren, spalten- oder hohlraumreicheren Untergrundes müssen mit ihren viel engeren Kanälchen und Kapillaren bei der Transpiration der Bodenluft wie ein Diaphragma wirken. Einmal halten sie die Bodenluft unter sich fest, bedingen also eine gewisse Stagnation der Erdluft. Dadurch müssen sich sowohl die gasförmigen Emanationen und ihre Zerfallsprodukte wie aber auch die Ionen selbst unmittelbar unter oder in dieser Schicht besonders stark anreichern. Alle Prozesse, welche mit dem Wandern dieser Produkte zusammenhängen, z. B. die reichlichere Adsorption der negativen Ionen in der Schicht selbst, das Hervortreten der Luft mit einem Überschusse an positiven Ionen aus ihr heraus, müssen gesteigert erscheinen. Diese „Diaphragmenwirkung", wie wir sie nennen wollen, war von dem einen von uns[1]) bereits früher an künstlich ionisierter Luft eingehender studiert worden. Für die Übertragung auf die natürlichen Vorgänge war aber der Nachweis von Wichtigkeit, daß auch bei der aus dem Boden selbst entsteigenden Luft diese Wirkung nachweisbar sei. Denn gerade gegen diesen Punkt richteten sich ja die Angriffe bei dem Versuch, eine auf dieser Übertragung basierende Arbeitshypothese in die luftelektrische Forschung einzuführen. So bezweifelt Herr H. Gerdien[1]) (a. a. O. S. 655), daß „stark ionisierte Luft aus den Hohlräumen des Erdbodens in die Atmosphäre dringt"; nach ihm ist es nur Emanation, welche aus dem Boden in die Atmosphäre übergeht; er fährt fort: „Allein die Anschauung, nach welcher bei dem Hervordringen von stark ionisierter beziehungsweise emanationshaltiger Luft aus dem Erdboden ein Überschuß an positiven Ionen in die Atmosphäre gelangt, rührt von H. Ebert her." Ihm scheint dieser Vorgang des Nachweises noch dringend zu bedürfen.

Emanationen oder die strahlenden Zerfallsprodukte derselben liefern immer gleich viel positive wie negative Ionen. Hätte Herr Gerdien recht, so könnte der in der Atmosphäre tatsächlich vorhandene Überschuß an freien positiven Ladungen in keiner Weise mit Vorgängen der Bodenatmung in Zusammenhang stehen. Alsdann dürfte der Betrag dieses Überschusses sich aber auch nicht ändern, wenn man an den obersten Schichten des Bodens irgendwelche Änderungen vornimmt. Wir ersehen indessen unmittelbar aus der obigen Tabelle, daß gerade jener Überschuß an positiven Ionen sich in hohem Grade abhängig von der Beschaffenheit der obersten Bodenschicht erweist. Wir sehen weiter, daß wir hier an das Hauptproblem der atmosphärischen Elektrizität überhaupt rühren: Man kann auf der einen Seite das elektrische Erdfeld als etwas Gegebenes ansehen; dann ist die Erdoberfläche normalerweise die Kathode des Ionisierungsraumes, an ihr muß sich ein Überschuß an positiven Ionen vorfinden. Man kann aber andererseits diesen Überschuß als das Primäre ansehen und das Feld als Folgeerscheinung desselben; dann müssen Vorgänge, welche diese freie Raumladung immer wieder regenerieren und dauernd aufrecht erhalten, auch mitbeteiligt sein bei der Aufrechterhaltung des Feldes überhaupt. Denn findet bereits an der Erdoberfläche eine Trennung von Ladungen in dem Sinne statt, daß ein Überschuß an —Ladungen im und am Boden selbst zurückgehalten und der entsprechende Überschuß an +Ladungen den unteren atmosphärischen Schichten zugeführt wird, so ist mit der Bildung einer Oberflächenschicht von der Dichte η zugleich die Ausbildung eines Gefälles $\mathfrak{E}$ nach der bekannten Gleichung

$$-4\pi\eta = \mathfrak{E}$$

unweigerlich verknüpft.

1) Vgl. hierüber die oben S. 390 angegebene Literatur.

1) H. Gerdien, diese Zeitschr. **6**, 647, 1905.

anordnung, Ladevorrichtung, Elektrometer und Registriereinrichtung, auch die Eichung der Meßanordnung und die Auswertung der Registrierkurven muß der Hauptarbeit entnommen werden, in der Hütte und Registriervorrichtungen im Auf- und Grundriß und in einzelnen Teilen durch Figuren erläutert sind.

Beobachtungsergebnisse und Diskussion.

1. Zusammenstellung des Gesamtmateriales. Die Beobachtungszeit zerfällt in zwei längere, durch zusammenhängende Beobachtungen erfüllte Perioden: eine vom 23. April bis zum 17. August 1908 reichende Sommerperiode und eine zweite, vom 16. Dezember 1908 bis zum 8. März 1909 reichende Winterperiode. — Die Verarbeitung des Materials geschah in der Weise, daß für jede Beobachtungsstunde die an den Platten neutralisierten Elektrizitätsmengen in C.G.S.-Einheiten berechnet und in der Hauptarbeit tabellarisch zusammengestellt wurden.[8] Dabei wurde natürlich bei allen Werten der durch Isolationsmängel usw. bedingte Verlust in Rechnung gebracht, so daß die im weiteren gegebenen Zahlen direkt die pro Stunde an den 20×30 cm^2 großen, einer Bodenfläche von 30×40 cm^2 gegenüberstehenden Platten neutralisierten Elektrizitätsmengen darstellen. Die Stundenwerte sind dann einmal für jeden einzelnen Tag zu Mittelwerten vereinigt worden: Tagesmittel, zweitens auch für jede Tagesstunde einer Beobachtungsperiode: Stundenmittel. Die Zusammenstellung der Werte zu Stundenmitteln geschah in doppelter Weise: Einmal unter Benutzung sämtlicher vorhandener Werte, dann unter Auswahl derjenigen Tage, an denen die Registrierung lückenlos war, an denen sich also von Mitternacht bis Mitternacht die Zerstreuungen ohne Unterbrechung aufgezeichnet hatten.

Weiter sind in beiden Registrierperioden die Stundenmittel für beide Vorzeichen zu den Größen $Q = E_+ - E_-$ der Differenz der beiden Ionenarten in E.S.E. pro Stunde, und zu $q = E_+/E_-$, dem Verhältnis der beiden Arten zusammengefaßt. Auch für die Haupttagesmittel sind diese Größen gebildet. Auch hier ist einmal für die aus sämtlichen registrierten Werten erhaltenen Stundenmittel Q und q gebildet worden, dann auch für die bei den lückenlosen Tagesregistrierungen erhaltenen Mittelwerte.

Die Sommerregistrierungen (erste Registrierperiode) gruppieren sich um einen Zerstreuungswert von rund 2 el. stat. Einheiten pro Stunde, die Winterregistrierungen (zweite Registrierperiode) um einen solchen von rund 3 Einheiten. Der Unterschied ist nicht durch die Jahreszeit bedingt, sondern dadurch, daß bei der zweiten Registrierperiode mit einem anderen Oberflächenmateriale gearbeitet wurde. Die Zahlen beider Perioden sind also nicht unmittelbar miteinander vergleichbar. Durch zwischengeschaltete gelegentliche Registrierungen mit dem früher benutzten Bodenmateriale während der zweiten Registrierperiode haben wir uns davon überzeugt, daß im Winter unter gleichen äußeren Umständen im Mittel auch Zerstreuungswerte von derselben Größenordnung, in unserem Falle also von 2 el. stat. Einheiten erhalten werden.

Des Folgenden wegen wird es von Wichtigkeit sein, das erhaltene Gesamtresultat schon hier in etwas anderer Form noch auszusprechen.

Ionenbildend können in unseren Bodeneinsenkungen im ganzen drei Agenzien wirken:

a) die von der Erdsubstanz ausgehende, sog. „durchdringende Strahlung"; sie wird erst durch eine Bleischicht von 3 cm Dicke auf die Hälfte ihrer Wirksamkeit herabgedrückt. Im Durchschnitt fand man für sie in der Nähe der Erdoberfläche eine Intensität, die dadurch charakterisiert ist, daß sie rund 10 Ionen beiderlei Zeichens pro cm^3 und sec zu bilden imstande ist;

b) die aus dem Erdboden empordringenden Emanationen; die unter a und b genannten Agentien bilden überall und jederzeit ebenso viele + wie −Ionen;

c) endlich können auch bereits gebildete Ionen in die Bodenöffnungen eintreten; ihnen allein kann eine Unipolarität, wenn sie beobachtet wird, zugeschrieben werden.

Von den Agenzien a und b kann man annehmen, daß sie in dem ganzen, die Zerstreuungsplatten umgebenden Raume von $30 \times 40 \times 10 = 12\,000$ cm^3 Inhalt gleichmäßig zur Geltung gelangen; denn die durchdringende Strahlung wird durch die nur 0,1 cm dicken verzinkten Eisenplatten kaum merklich aufgehalten, die Emanationen zerfallen auf ihrem Wege um die Platten herum ihren Halbwertzeiten entsprechend und sind daher auch oberhalb der Platten, dort wo sie in die Atmosphäre übertreten, jedenfalls noch von genügender Wirksamkeit, um auch hier noch Ionen zu erzeugen. Nur von den aus dem Boden direkt austretenden Ionen wird man annehmen müssen, daß sie sogleich dem elektrischen Felde um den Zerstreuungskörper herum verfallen. Dafür treten aber auch von oben her aus der Freiluft Ionen ein und es wird Aufgabe der folgenden Auseinandersetzungen sein, zu zeigen, daß die von unten her eindringende Ionenmenge die größere ist. Immerhin wird

Schwankungen für diese leichter bewegliche Ionenart. Neben Übereinstimmungen konstatiert man auch sogleich wesentliche Unterschiede beider Kurven. Die ausgleichende Kurve zeigt auch hier wieder zwei Hauptmaxima und zwei Hauptminima, diesmal jedoch nicht mit einem Zeitunterschied von je 12 Stunden.

Es liegen vielmehr

die Maxima bei 11^{00}_{a}—12^{00} und 7^{00}_{p}—8^{00}_{p},
„ Minima „ 6^{00}_{a}— 7^{00}_{a} „ 4^{00}_{p}—5^{00}_{p}.

Der Anstieg zu den Maximalstellen erfolgt rasch, der Abstieg zu den Minimalstellen langsam. (Auch der Abstieg zu der Minimalstelle nachmittags 4^{00}_{p} bis 5^{00}_{p} ist wohl als langsam zu bezeichnen; denn es handelt sich nur um ein geringes Sinken der Kurve innerhalb vier bis fünf Stunden.)

Jedenfalls also zeigen die Tageskurven für beide Ionenarten wesentliche Unterschiede. Eine charakteristische Übereinstimmung findet sich eigentlich nur in der tiefsten Minimalstelle, die für beide Arten morgens zwischen 6^{00}_{a} und 7^{00}_{a} liegt, also kurz nach Sonnenaufgang; sonst liegen Maximal- und Minimalstellen zu verschiedenen Zeiten. Auffallend ist vor allem, daß für die positiven Ionen der Anstieg zu den Maximalstellen langsam, der Abfall zu den Minimalstellen schnell erfolgt, und daß die negativen Ionen das entgegengesetzte Verhalten zeigen.

Tageskurven für Q und q. Die Eigentümlichkeiten dieser Kurven ergeben sich natürlich aus der Verschiedenheit der Kurven für E_+ und E_-; zumal aus der verschiedenen Lage der Maximal- und Minimalstellen. 2 bzw. 3 Hauptmaximalstellen 4^{00}_{a}—5^{00}_{a}, 7^{00}_{a}—8^{00}_{a}, 3^{00}_{p}—4^{00}_{p} sind vorhanden und 2 bzw. 3 Hauptminimalstellen 5^{00}_{a}—6^{00}_{a}, 11^{00}_{a}—12^{00}_{Mi}, 7^{00}_{p}. Zu beachten ist, daß die Werte E_+—E_- auch negativ, bzw. die E_+/E_- kleiner als 1 werden können, ein Umstand, der besonders bei der Betrachtung der Winterwerte von Interesse sein wird.

II. Winterbeobachtungen. Fig. 3 gibt die Tageskurven der Winterbeobachtungen. Die Kurven sind im gleichen Maßstab gezeichnet wie in Fig. 2. Daß der absolute Wert der Ordinate um ca. 1 E.S.E. höher ist, kommt hier nicht in Betracht. Der Grund davon liegt darin, daß bei den Winterbeobachtungen der Boden mit der oben besprochenen Sandschicht versehen war, was eine Erhöhung der Zerstreuung von der Größe von etwas über 1 E.S.E. pro Stunde bewirkte. Durch gelegentlich eingestreute Beobachtungen ohne Sandschicht wurde gezeigt, daß die Winterwerte ohne diese steigernde Wirkung der neuen Abdeckung etwa von gleicher Größe waren wie die Sommerwerte.

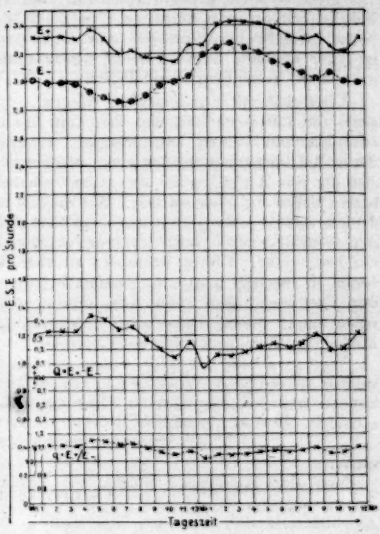


Fig. 3.

Ein Vergleich der beiden Kurven für E_+ und E_- mit den entsprechenden Kurven der Sommerbeobachtung zeigt vor allem die viel größere Ruhe im Gang der Winterwerte. Einmal sind die Schwankungen der Absolutwerte von viel geringerer Amplitude als im Sommer. Für die Sommerwerte erhalten wir bei den positiven Ionen einen Minimalwert der Kurve von 89,3 Proz. des Mittelwertes, einen Maximalwert von 117,7 Proz.; dies entspricht einer Schwankung von 28,7 Proz. des Mittelwertes. Für die negativen Ionen werden die entsprechenden Zahlen für den Minimalwert 74,7 Proz., für den Maximalwert 123,4 Proz., für die Schwankung also: 49,7 Proz.

Durchaus anders liegen die Verhältnisse bei den Winterregistrierungen. Der Minimalwert der Kurve der positiven Ionen beträgt hier 95,5 Proz. des Mittelwertes, der Maximalwert 104 Proz., die Schwankung also nur 8,1 Proz. Bei den negativen Ionen sind die entsprechenden Zahlen:

Minimalwert: 96,1 Proz.,
Maximalwert: 105,0 Proz.,
Schwankung: 8,9 Proz.

Während also im Sommer die mittlere Tagesschwankung der Ionenmengen 39,1 Proz. des Stundenmittelwertes beträgt, macht sie im Winter nur noch 8,5 Proz. aus. Wir können also sagen, daß im Sommer die mittlere

Herr G. C. Simpson[1]) erkennt zwar die Möglichkeit an, daß derartige Prozesse in der Natur tatsächlich vorkommen (a. a. O. S. 735), ist aber geneigt, ihnen nur eine ganz untergeordnete Bedeutung zuzubilligen.

Überschlagen wir zunächst einmal, wie groß die Differenz zwischen den dem Boden entquellenden beiden Ionenmengen verschiedener Art überhaupt werden kann, wieweit sich also die eine Art gegen die andere im Verhältnis besten Falles nur steigern läßt. Wir müssen bedenken, daß diese Steigerung durch das Verhältnis der verschiedenen Wanderungsgeschwindigkeiten bedingt ist. Dieses Verhältnis ist aber für Ionen in feuchter Luft 1,1. Demnach ist dies der Grenzwert, dem man sich nähern muß, wenn man durch irgendwelche künstlichen Mittel die Diaphragmenwirkung steigert.

Wie groß der Einfluß dieses Prozesses seinem absoluten Werte nach ist, darüber können natürlich nur direkte Messungen entscheiden. Daß er tatsächlich nicht zu vernachlässigen ist, zeigten nun aber die folgenden Versuche:

Von der Kiesmasse, welche bei unserer Anordnung den Untergrund der Bodenöffnungen bildete, wurde eine 2 cm dicke Schicht abgehoben und durch eine ebenso dicke Schicht feinen Quarzsandes (Scheuersand oder Sand, wie er in den Laboratorien zu „Sandbädern" benutzt wird) ersetzt. Vorher war in dem Elster-Geitelschen Apparate zu Radioaktivitätsbestimmungen von Bodenproben[2]) sowie außerdem noch mittels einer anderen Anordnung, in einer mit Quadrantenelektrometer verbundenen Ionisierungskammer, mit Sicherheit festgestellt worden, daß die gewählte Sandprobe keine nachweisbare eigene Aktivität aufwies.

Die Versuche wurden so angeordnet, daß zunächst nur eine, dann die andere, schließlich beide Öffnungen abgesandet wurden. Jedesmal wurde mehrere Tage hindurch registriert und die Werte mit den vorher und nachher ohne Absandung erhaltenen verglichen.

Zweierlei Wirkungen sollten bei der Absandung studiert werden: 1. die Änderung der Absolutwerte der positiven und negativen Zerstreuung bei Änderung der Austrittsschicht, 2. die Änderung der Differenz zwischen positiver und negativer Zerstreuung, also die größere Beeinflussung der einen Ionenart gegenüber derjenigen der anderen. Die Ergebnisse dieser Versuche sind aus der obigen Tabelle zu entnehmen, die die Mittelwerte aus insgesamt ca. 2200 Einzelmessungen enthält. Für den ersten Teil der Tabelle sind diese sämtlichen Werte verwendet.

Bei einer so großen Zahl von Einzelbeobachtungen müssen sich zufällige Beobachtungsfehler vollkommen ausgleichen. Um aber zu zeigen, daß dies hier tatsächlich der Fall ist, hat man nach dem „Gesetze der großen Zahlen" so zu verfahren, daß man zeigt: bei einer irgendwie getroffenen Auswahl der Beobachtungen tritt eine Verschiebung der Mittelwerte in dem einen oder andern Sinne nicht mehr ein; denn daraus geht dann hervor, daß die vorhandene Zahl von Einzeldaten bereits vollkommen hinreicht, um die Mittel eindeutig festzulegen. Wir haben daher beispielsweise die entsprechenden Zusammenstellungen auch noch für „lückenlose Tage", also für Tage, von denen 24 Einzelstundenwerte vorlagen, durchgerechnet. Die Resultate, für den zweiten Teil der Tabelle verwertet, zeigen in der Tat die zu verlangende Übereinstimmung mit denen des ersten Teils.

Man sieht aus der Tabelle folgendes:

Das Mittel aus allen Stundenwerten der Versuche mit Sandüberdeckung ist für die positiven Ionen 3,28 E.S.E., für die negativen 2,97, was einen absoluten Überschuß der positiven Ionen von +0,31 E.S.E. oder ein Verhältnis der positiven Ionenmengen zu den negativen von 1,110 : 1,000 ergibt. Die Versuche ohne Sandüberdeckung liefern für die positiven Ionen 2,09 E.S.E., für die negativen 1,96 E.S.E., also einen Überschuß von nur 0,13 E.S.E. oder ein Verhältnis der positiven Ionenmengen zu den negativen wie 1,067 : 1,000. Die Steigerung der positiven Ionen durch die Sandabdeckung verhält sich zu der, welche die negativen erfahren haben, wie 1,19 : 1,01 = 1,18 : 1,00.

Dreierlei ist hieraus zu schließen:

I. Es ist uns gelungen, durch Aufsetzen einer Sandschicht auf die Ausströmungsstelle der Ionen erstens den absoluten Betrag der Ionenmengen beiderlei Vorzeichens zu steigern, zweitens in besonders starkem Maße den Überschuß der schwerer beweglichen Ionen über die leichter beweglichen in die Höhe zu treiben. Es ist also möglich, das Verhältnis, in dem die dem Boden entquellenden Ionenmengen beider Arten zueinander stehen, zu beeinflussen durch eine Versuchsanordnung, die lediglich die Ausströmungsbedingungen verändert. Der Unterschied zwischen positiven und negativen Ionenmengen vergrößert sich, wenn man sie zwingt, durch eine Schicht mit engen Kapillaren hindurchzutreten. Es ist also tatsächlich die Adsorption der Ionen an den Kapillarwänden als

1) G. C. Simpson, diese Zeitschr. 5, 734, 1904.
2) J. Elster u. H. Geitel, diese Zeitschr. 5, 11 und 321, 1904.

Schwankungen für diese leichter bewegliche Ionenart. Neben Übereinstimmungen konstatiert man auch sogleich wesentliche Unterschiede beider Kurven. Die ausgleichende Kurve zeigt auch hier wieder zwei Hauptmaxima und zwei Hauptminima, diesmal jedoch nicht mit einem Zeitunterschied von je 12 Stunden.

Es liegen vielmehr

die Maxima bei 11^{30}_{a}—12^{00} und 7^{30}_{p}—8^{00}_{p},
„ Minima „ 6^{00}_{a}— 7^{00}_{a} „ 4^{00}_{p}—5^{00}_{p}.

Der Anstieg zu den Maximalstellen erfolgt rasch, der Abstieg zu den Minimalstellen langsam. (Auch der Abstieg zu der Minimalstelle nachmittags 4^{00}_{p} bis 5^{00}_{p} ist wohl als langsam zu bezeichnen; denn es handelt sich nur um ein geringes Sinken der Kurve innerhalb vier bis fünf Stunden.)

Jedenfalls also zeigen die Tageskurven für beide Ionenarten wesentliche Unterschiede. Eine charakteristische Übereinstimmung findet sich eigentlich nur in der tiefsten Minimalstelle, die für beide Arten morgens zwischen 6^{00}_{a} und 7^{00}_{a} liegt, also kurz nach Sonnenaufgang; sonst liegen Maximal- und Minimalstellen zu verschiedenen Zeiten. Auffallend ist vor allem, daß für die positiven Ionen der Anstieg zu den Maximalstellen langsam, der Abfall zu den Minimalstellen schnell erfolgt, und daß die negativen Ionen das entgegengesetzte Verhalten zeigen.

Tageskurven für Q und q. Die Eigentümlichkeiten dieser Kurven ergeben sich natürlich aus der Verschiedenheit der Kurven für E_+ und E_-, zumal aus der verschiedenen Lage der Maximal- und Minimalstellen. 2 bzw. 3 Hauptmaximalstellen 4^{30}_{a}—5^{00}_{a}, 7^{30}_{a}—8^{00}_{a}, 3^{30}_{p}—4^{00}_{p} sind vorhanden und 2 bzw. 3 Hauptminimalstellen 5^{30}_{a}—6^{30}_{a}, 11^{00}_{a}—12^{00}_{M}, 7^{00}_{p}. Zu beachten ist, daß die Werte $E_+ - E_-$ auch negativ, bzw. die E_+/E_- kleiner als 1 werden können, ein Umstand, der besonders bei der Betrachtung der Winterwerte von Interesse sein wird.

II. Winterbeobachtungen. Fig. 3 gibt die Tageskurven der Winterbeobachtungen. Die Kurven sind im gleichen Maßstab gezeichnet wie in Fig. 2. Daß der absolute Wert der Ordinate um ca. 1 E.S.E. höher ist, kommt hier nicht in Betracht. Der Grund davon liegt darin, daß bei den Winterbeobachtungen der Boden mit der oben besprochenen Sandschicht versehen war, was eine Erhöhung der Zerstreuung von der Größe von etwas über 1 E.S.E. pro Stunde bewirkte. Durch gelegentlich eingestreute Beobachtungen ohne Sandschicht wurde gezeigt, daß die Winterwerte ohne diese steigernde Wirkung der neuen Abdeckung etwa von gleicher Größe waren wie die Sommerwerte.

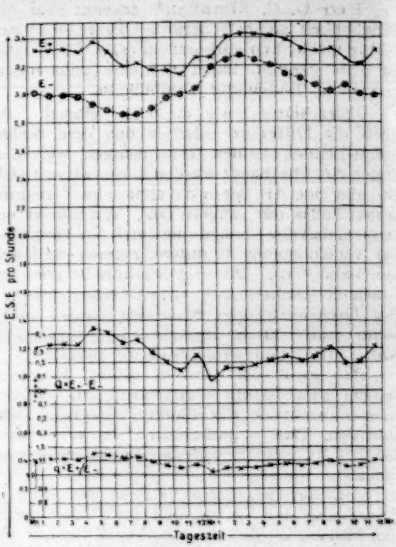


Fig. 3.

Ein Vergleich der beiden Kurven für E_+ und E_- mit den entsprechenden Kurven der Sommerbeobachtung zeigt vor allem die viel größere Ruhe im Gang der Winterwerte. Einmal sind die Schwankungen der Absolutwerte von viel geringerer Amplitude als im Sommer. Für die Sommerwerte erhalten wir bei den positiven Ionen einen Minimalwert der Kurve von 89,3 Proz. des Mittelwertes, einen Maximalwert von 117,7 Proz.; dies entspricht einer Schwankung von 28,7 Proz. des Mittelwertes. Für die negativen Ionen werden die entsprechenden Zahlen für den Minimalwert 74,7 Proz., für den Maximalwert 123,4 Proz., für die Schwankung also: 49,7 Proz.

Durchaus anders liegen die Verhältnisse bei den Winterregistrierungen. Der Minimalwert der Kurve der positiven Ionen beträgt hier 95,5 Proz. des Mittelwertes, der Maximalwert 104 Proz., die Schwankung also nur 8,1 Proz. Bei den negativen Ionen sind die entsprechenden Zahlen:

Minimalwert:	96,1 Proz.,
Maximalwert:	105,0 Proz.,
Schwankung:	8,9 Proz.

Während also im Sommer die mittlere Tagesschwankung der Ionenmengen 39,1 Proz. des Stundenmittelwertes beträgt, macht sie im Winter nur noch 8,5 Proz. aus. Wir können also sagen, daß im Sommer die mittlere

Schwankung der Ionenmengen ca. das Fünffache der winterlichen Schwankung erreicht hat.

Zu beachten ist weiter, daß im Sommer die Schwankung der positiven Ionen zu der der negativen Ionen sich verhält wie 28,4 : 49,7, also wie 1,0 : 1,7; im Winter dagegen verhält sich die Schwankung der schwerer beweglichen Ionenart zu der der leichter beweglichen wie 1,0 : 1,1.

Dies kann einen Anhalt zur Deutung dieser Verhältnisse geben.

Die größere Ruhe im täglichen Gang im Winter macht sich jedoch nicht allein in der Intensität der Schwankung, sondern sogar in der Zahl der täglichen Hebungen und Senkungen bemerkbar.

Die Sommerkurven zeigen ohne weiteres eine ausgesprochene doppelte Periode mit zwei Hauptmaximalstellen und zwei Hauptminimalstellen für beide Ionenarten. Die Winterkurven zeigen eine einfache tägliche Periode mit einem ausgesprochenen Minimum und einem Maximum für beide Ionenarten. Bei genauerem Vergleich der Sommer- und Winterkurven sieht man jedoch die Ähnlichkeit in der Lage der charakteristischen Stellen, vor allem bei den Winterkurven die Ansätze zu den weiteren nur im Sommer stärker ausgebildeten Abweichungen.

Die Tageskurve der positiven Ionen zeigt, daß die einfache tägliche Periode je eine nicht sonderlich scharf ausgeprägte Minimalstelle und Maximalstelle hat. Das Minimum liegt zwischen 9^{00}_{a} und 11^{00}_{a}, das Maximum zwischen 2^{00}_{p} und 5^{00}_{p}. Die im Sommer vorhandene Hauptminimalstelle, 6^{00}_{a} bis 7^{00}_{a}, ist auch hier angedeutet; bei der Kurve der „lückenlosen Tage" liegt der absolut tiefste Tagespunkt auch tatsächlich an dieser Stelle (vgl. Fig. 4, Kurve C).

Auch die Tageskurve der negativen Ionen zeigt die einfache Periode mit dem Minimum bei 7^{00}_{a}, mit dem Maximum bei 2^{h0}_{p} bis 3^{00}_{p}. In Übereinstimmung mit den Sommerkurven erfolgt auch hier der Anstieg von der Minimalstelle zur Maximalstelle rascher als der Abstieg zur Minimalstelle.

Tageskurven für Q und q. Wenn man hier überhaupt noch von einer Periode reden will, so wird man dem täglichen Gang auch hier eine einfache Periode zuschreiben mit einer Maximalstelle zwischen 4^{00}_{a} und 5^{00}_{a} und einer Minimalstelle zwischen 12^{00}_{Mi} und 1^{00}_{p}. Diese beiden Stellen fallen ungefähr zusammen mit Maximal- und Minimalstellen der entsprechenden Sommerkurven; im Sommer ist freilich mit einer deutlicher ausgeprägten doppelten Periode zu rechnen.

Gerade diese Kurven zeigen weiter auch den wesentlichen Unterschied zwischen dem Sommer- und dem Wintertypus: die weit größere Ruhe im täglichen Gang im Winter. Die größere Übereinstimmung der Kurven für E_+ und E_- ist vor allem darin ausgedrückt, daß im Winter Q während des ganzen Tages positiv bzw. q größer als 1 ist. Im Sommer nimmt Q abwechselnd positive und negative Werte an. Im Winter tritt also im Laufe des ganzen Tages ein Überschuß von positiven Ionen in die Atmosphäre über. Etwas modifizierend wirkt auch hier wohl bei unserer Versuchsanordnung der Umstand, daß bei den Winterregistrierungen die oben besprochene Sandschicht wirksam war.

5. Vergleich mit den Barometerständen und Barometergängen. Über die Einflüsse von Luftdruckhöhe und Luftdruckschwankung in bezug auf die Ionenführung in den unteren atmosphärischen Schichten herrschen vielfach noch recht unklare Vorstellungen, die davon herrühren, daß man sich den ganzen Vorgang als einen statischen gedacht hat, wiewohl auch schon Mache[1]) vor längerer Zeit auf die obwaltenden Beziehungen aufmerksam gemacht hat. Überlegen wir zunächst einmal, wie sich die Vorgänge abspielen müssen: Unsere ganze Untersuchung hat gezeigt, daß ständig ein Ionen- und Emanationsstrom aus der Erde heraustritt, offenbar infolge und unter der Wirkung des bestehenden Konzentrationsgefälles beider Agenzien. Dieser Diffusionsstrom wird niemals vollständig abgestellt; er macht nur unter der Wirkung gewisser Faktoren die in § 4 angegebenen zeitlichen Schwankungen durch. Denn über diesen Diffusionsstrom lagert sich nun ein Konvektionsstrom, herrührend von dem durch Luftdruckänderungen bedingten Eintreten und Austreten von Luft in den obersten Schichten des Erdbodens. Es kann aber nun nicht etwa die absolute Höhe des Luftdrucks $b = f(t)$ der maßgebende Faktor sein für die Beeinflussung des Diffusionsstromes durch den Konvektionsstrom; es muß vielmehr der Diffusionsstrom antworten auf eine Änderung des Steigungsmaßes db/dt der als Funktion der Zeit dargestellten Luftdruckhöhe, d. h. die maßgebenden Punkte der Kurve für den zeitlichen Verlauf des Luftdrucks sind hier nicht ihre Maximal- und Minimalstellen, sondern die Wendepunkte, die Punkte, an denen sich das Steigungsmaß der Kurve im einen oder anderen Sinne ändert. Geht das Steigungsmaß zu kleineren Werten über, so nimmt der Konvektionsstrom ab und damit der Diffusionsstrom zu; ändert sich das Steigungsmaß im entgegen-

1) H. Mache, Wiener Ber. Math.-naturw. Kl. 114. Abt. IIa, 1377—1388, 1905.

gesetzten Sinne, so muß also der Diffusionsstrom abnehmen.

Die Richtigkeit dieser Überlegungen und ihre Anwendbarkeit bei den hier in Betracht kommenden Vorgängen wird durch Fig. 4 und 5 gezeigt.

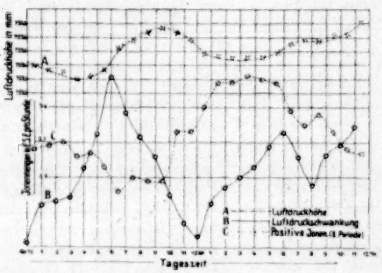


Fig. 4.

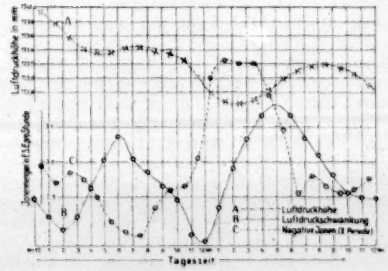


Fig. 5.

Wir haben bei unseren Untersuchungen gleichzeitig mitregistriert den Barometerstand und damit die Luftdruckschwankung und haben aus diesen Registrierungen eine durchschnittliche Tageskurve durch Mittelbildung gewonnen. Kurve A in Fig. 4 gibt diese Kurve für die Tage, an denen positive Ionenmengen, Kurve A in Fig. 5 für die Tage, an denen die negativen Ionen registriert worden waren. (Es handelt sich in diesen beiden Figuren speziell um die Registrierung der Winterwerte.) Kurve C in beiden Figuren, in geeignetem Maßstab gezeichnet, zeigt den täglichen Gang der registrierten Ionenmengen. Kurve A gibt also die Luftdruckhöhe an den einzelnen Tagesstunden, Kurve C die gleichzeitig gemessene Ionenmenge; man erkennt sofort, daß ein ursächlicher Zusammenhang zwischen beiden Größen nicht ersichtlich ist. Es folgt beispielsweise zeitlich das Maximum der Luftdruckhöhe dem Minimum der Ionenmenge.

Differentiiert man dagegen die Kurve A d. h. $b = f(t)$, so erhält man die Kurve $B = \frac{db}{dt}$, die also die zeitliche Änderung des Steigungsmaßes von A darstellt. Das Ansteigen dieser Kurve bedeutet dann eine Zunahme in der Änderung des Luftdrucks, das Absteigen derselben eine Abnahme in der Luftdruckänderung; die Maximal- und Minimalpunkte der Kurve B fallen zeitlich zusammen mit den Wendepunkten der Kurve A.

Vergleichen wir nun Kurve B und C, so sehen wir zweierlei, wenn wir z. B. Fig. 5 ins Auge fassen:

1. Die Kurve C der Ionenmengen ist nahezu das Spiegelbild der Kurve B der Luftdruckänderungen, wie wir sie kurz, wenn auch nicht ganz treffend, nennen wollen. Der Maximalstelle der Ionenkurve entspricht eine Minimalstelle der Luftdruckänderung, der Minimalstelle der Ionenkurve eine Maximalstelle. Eine kleine Schwierigkeit in der Betrachtung liegt darin, daß wir im Winter für die Ionenmengen im wesentlichen eine einfache tägliche Periode haben, die für die im Sommer vorhandene doppelte Periode charakteristischen weiteren Maximal- und Minimalstellen sind nur eben angedeutet. Für die Luftdruckhöhe und damit auch für die Luftdruckänderung haben wir dagegen eine ausgesprochene doppelte Periode vor uns. Doch entspricht dem Hauptmaximum der Ionenmengen das tiefste Minimum der Luftdruckänderung.

2. Zwischen den einander entsprechenden Maximal- und Minimalstellen beider Kurven besteht eine zeitliche Differenz, und zwar in dem Sinn, daß ein ursächlicher Zusammenhang zwischen Luftdruckänderung und Ionenmengen ersichtlich ist: Das Maximum der Ionenmengen folgt dem Minimum der Kurve B, das Minimum der Ionenmengen folgt dem Maximum der Kurve B. Das zeitliche Zurückbleiben der Kurve C gegen die Kurve B beträgt ca. $1^1/_2$ Stunden. Wir können also sagen: Die im Erdboden enthaltenen Emanations- und Ionenmengen vermögen auf Änderungen der $\frac{db}{dt}$-Kurve innerhalb einer Zeit von ca. $1^1/_2$ Stunden zu reagieren[1]).

Beachtenswert erscheint auch hier wieder ein Unterschied in den beiden Ionenarten. Für die schwerer beweglichen positiven Ionen ist die

1) Vgl. auch die Arbeiten von G. Lüdeling, diese Zeitschr. 8, 447, 1904; H. Mache, Wiener Ber. Mathem.-naturw. Klasse 114, IIa, 1377, 1905, und die bei Lüdeling und Mache gegebenen Tageskurven; vgl. weiter Gockel, Luftelektrizität S. 43.

Übereinstimmung zwischen Ionenkurve und Luftdruckkurve nicht so scharf ausgeprägt wie für die negativen Ionen, die leichter bewegliche Ionenart. Die Übereinstimmung bzw. die Reziprozität der Kurven ist für beide Ionenarten vorhanden, doch ist das Bild für die leichter beweglichen negativen Ionen klarer und in Einzelheiten besser übereinstimmend.

Man sieht aus diesem Zusammenhang zwischen Luftdruck und Ionenmenge weiter, daß alle meteorologischen und sonstigen Elemente, die den Luftdruckgang beeinflussen, damit auch indirekt eine Wirkung auf das Aufsteigen der Ionen ausüben müssen.

Die Lage des Morgenminimums zwischen 6^{h}_{a} und 7^{00}_{a} im Sommer und die Verschiebung dieser Stelle in den Tag hinein bei den Winterbeobachtungen, auch das Verflachen der Minimalstelle im Winter hängt offenbar mit dem Aufgang der Sonne zusammen. Die durch die Insolation des Bodens nach Sonnenaufgang bewirkte Auflockerung der untersten Luftschichten und damit die Erzeugung einer aufwärts gerichteten Luftbewegung übt eine saugende Wirkung auf die Bodenluft aus. Das Ansteigen der Ionen beginnt, und zwar vermögen die leichter beweglichen negativen Ionen dieser saugenden Wirkung rascher zu folgen als die trägeren positiven Ionen. Daraus resultiert das rasche Ansteigen der Tageskurve vom Morgenminimum an für die negativen Ionen, ein langsameres Ansteigen für die positiven Ionen.

Ist der Höhepunkt erreicht, so tritt für beide Ionenarten ebenfalls wegen ihrer verschiedenen Beweglichkeit das entgegengesetzte Verhalten als beim Anstieg der Kurve ein. Die saugende Wirkung der aufwärts steigenden Luftströmungen hat aufgehört. Damit läßt ziemlich rasch auch das Aufsteigen der schwerer beweglichen positiven Ionen nach, während für die leichter beweglichen negativen Ionen das Nachdringen entsprechender Mengen erst langsamer aufhört. Daraus resultiert nach dem Überschreiten eines Maximalpunktes für die positiven Ionen ein rascher Abfall zur Minimalstelle, für die negativen Ionen ein langsamerer Übergang vom Maximum zum Minimum. Auch die Lage des Maximums der Ionenmengen einige Zeit nach Erreichung des höchsten Sonnenstandes im Laufe des Tages, das Verhalten der Kurven gegen Abend bei und nach Sonnenuntergang und vor allem die verschiedene Kurvenform im Sommer und Winter finden damit ihre Deutung.

6. Leitfähigkeitsbestimmungen und ihre Beziehung zu den Zerstreuungsmessungen. Wie schon oben erwähnt, wurden auch eine Reihe von Registrierungen bei so niederen Spannungen (10 bzw. 8 Volt) vorgenommen, daß in dem Felde zwischen den Platten und dem Erdboden kein Sättigungsstrom mehr zustande kommen konnte, sondern der Strom die Form der „freien Strömung“ annahm. Daß dies der Fall war, wurde durch besondere Untersuchungen, auch durch Aufnahme der „Stromcharakteristik“ im Zerstreuungsraum festgestellt. Bestimmungen des Elektrizitätsausgleiches bei den diesen Ladungen entsprechenden Gefällen von 2 bzw. 1,6 Volt/cm hatten zunächst insofern Interesse, als dabei Strömungen zustande kommen mußten, wie sie auch an der Erdoberfläche in der Form des sog. „normalen Ionenstromes“ tatsächlich bestehen, denn die entsprechenden Gefälle von 200 bzw. 160 Volt m stellen Mittelwerte des Potentialgefälles in unmittelbarer Nähe des Erdbodens in der freien Atmosphäre für unsere Klimate dar. Hier hat man „Leitfähigkeiten“ λ bestimmt von der Größenordnung 10^{-4} el. stat. Einh. für ein Gefälle von 1 el. stat. Spannungseinheit pro cm Länge des Ionenweges. Es war wichtig zu sehen, ob man bei unseren Registrierungen auf eine ähnliche Größenordnung geführt wird, wenn man abweichend von der bei den Zerstreuungsmessungen gewählten Form des Sättigungsstroms zu jener Form überging, welche dem natürlichen Ionenausgleiche an der Erdoberfläche entspricht.

Diese gelegentlichen Leitfähigkeitsbestimmungen hatten im gegenwärtigen Zusammenhange aber noch eine andere Bedeutung:

Bei den Zerstreuungsmessungen hatte sich gezeigt, daß die Luft bereits mit einem Überschusse an positiven Ionen aus den Erdkapillaren austritt. Diese Tatsache mußte sich auf indirektem Wege bestätigen lassen auf Grund der folgenden Überlegung:

Nach der Ionentheorie setzt sich die Leitfähigkeit für die positiven Ionen in der Weise zusammen, daß

$$\lambda_+ = v_+ \cdot n_+ \cdot \varepsilon$$

ist; für die negativen Ionen ist

$$\lambda_- = v_- \cdot n_- \cdot \varepsilon;$$

die Gesamtleitfähigkeit ist dann:

$$\lambda = \lambda_+ + \lambda_- = \varepsilon\,(v_+ \cdot n_+ + v_- \cdot n_-)$$

wenn n_+, n_- die Zahlen der positiven bzw. negativen Ionen im cm^3, v_+, v_- ihre spezifischen Wanderungsgeschwindigkeiten bedeuten und ε die Ionenladung in E.S.E. ist. Die Zerstreuungsmessungen haben einen Überschuß an +-Ionen geliefert in solcher Größe, daß das Verhältnis der Zahl der positiven Ionen zu der der negativen sich verhält wie 1,07 : 1,00 $= n_+ : n_-$. Dies Verhältnis wurde durch eine dünne Sandschicht gesteigert auf 1,11 : 1,00. Das Verhältnis der Wanderungsgeschwindigkeiten der Gasionen schwankt innerhalb weiter Grenzen, namentlich

im Zusammenhange der Schwankungen im Feuchtigkeitsgehalte der Gase. In der Atmosphäre ist $v_- : v_+ = 1{,}1 : 1{,}0$ ein Mittelwert, wie er in feuchter Luft gefunden wird.

Das Verhältnis der gefundenen Ionenzahlen ist also reziprok dem wahrscheinlichen Verhältnisse der Wanderungsgeschwindigkeiten unter unseren Versuchsbedingungen. Eine Bestätigung des oben genannten Resultates $n_+ > n_-$ kann daher in diesen Versuchen erblickt werden, wenn sich zeigt, daß $\lambda_+ = \lambda_-$ ist.

Als Resultat von 34 in dieser Weise durchgeführten Beobachtungsreihen erhielten wir: Zwei in unmittelbarer Nähe des Erdbodens aufgestellte, entgegengesetzt geladene Platten, in die „freier Strom" fließt, entladen sich gleichschnell. Die Leitfähigkeit der Atmosphäre in unmittelbarer Nähe des Erdbodens ist für beide Elektrizitätsarten gleich groß.

Für die Erkenntnis der luftelektrischen Strömungserscheinungen in den unteren Schichten der Atmosphäre dürfte dies Resultat nicht unwichtig sein. Auf den Absolutwert der hier gefundenenen Leitfähigkeit legen wir kein besonderes Gewicht; immerhin ist es bemerkenswert, daß dicht am Boden ein Wert von derselben Größenordnung (10^{-4}) gefunden wurde, wie er nach anderen Methoden im freien Luftraum konstatiert wird.

Auch sonst wurde ja erkannt, daß die Unipolarität in den Leitfähigkeitsbestimmungen nur eine scheinbare, durch die Apparate vorgetäuschte ist[1]). Für uns ist es wichtig, daß die aus $\lambda_+ = \lambda_-$ wiederum hervorgehende Unipolarität in der Ionenführung $n_+ > n_-$ dagegen tatsächlich eine reale Bedeutung besitzt. —

Die Resultate der Untersuchung lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

1. Unter genau definierten Bedingungen wurden an der Trennungsschicht zwischen Erdboden und Luftmeer zahlreiche Registrierungen der luftelektrischen Zerstreuung vorgenommen, wobei die Apparatanordnung eine einwandfreie Umrechnung auf absolutes Maß gestattete.

2. Durch gelegentlichen luftdichten Abschluß der verwendeten Bodenöffnungen wurde nachgewiesen, daß an der registrierten Zerstreuung aus dem Erdboden dringende Emanationen, ihre Zerfallsprodukte und Ionen einen wesentlichen Anteil haben.

3. Durch gelegentliches Übersanden der Bodenöffnungen wurde der Nachweis erbracht, daß die Beschaffenheit der obersten Schichten des Erdbodens nicht nur den Gesamtbetrag der am Erdboden überhaupt zu erhaltenden Zerstreuungswerte wesentlich bedingt, sondern vor allem auch das Verhältnis von positiver und negativer Zerstreuung wesentlich zu verschieben vermag, daß also tatsächlich bei der Erhaltung des normalen Überschusses an freier positiver Ladung in den untersten Schichten der Atmosphäre ein Prozeß mitbeteiligt ist, den man nicht unpassend als „Bodenatmung" bezeichnen kann.

4. Die in der Bodenluft selbst wirksamen Agenzien vermögen bei uns im Mittel ca. 330 Ionen pro cm^3 und sec zu bilden.

5. Als Mittelwert der Zerstreuungen ergeben sich am Beobachtungsorte im Sommer folgende Werte:

Zerstreuung durch die positiven Ionen:

2,09 E.S.E. pro Stunde,

bei einer Bodenfläche von 30×40 cm^2 und einer Größe der Zerstreuungsplatte von 20×30 cm^2.

Zerstreuung durch die negativen Ionen:

1,96 E.S.E.

Im Winter werden Zahlen von ungefähr gleicher Größe gefunden.

Der Überschuß an positiven Ionen beim Austritt der Ionen und der ionenerzeugenden Agenzien aus dem Boden beträgt rund 1 E.S.E. pro m^2 und Stunde. Dieser Betrag ließ sich durch eine Sandschicht von 2 cm Dicke auf etwa 2,5 E.S.E. pro m^2 und Stunde steigern.

6. Die Zerstreuungswerte zeigen einen deutlich ausgesprochenen täglichen Gang, bei dem ein „Sommertypus" von dem „Wintertypus" zu unterscheiden ist. Die Tageskurven für beide Ionenarten zeigen neben Übereinstimmungen auch wesentliche Unterschiede, die sich aus der verschiedenen Beweglichkeit der beiden Ionenarten erklären lassen.

7. Ein Vergleich mit dem Gange des Luftdruckes zeigt, daß ein ursächlicher Zusammenhang zwischen Ionenmenge und Luftdruckhöhe nicht zu konstatieren ist. Dagegen verhalten sich die Tageskurven der Ionen und der Luftdruckschwankungen wie Bild und Spiegelbild. Es besteht bei uns eine Phasenverschiebung von ca. $1^1/_2$ Stunden in dem Sinn, daß die Luftdruckschwankung vorausgeht und als Ursache der Ionenschwankung anzusehen ist.

8. Ein Vergleich mit anderen meteorologischen Elementen zeigt daher auch, daß Faktoren, die für die Luftdruckschwankungen mitbestimmend sind, damit mittelbar auch die Ionenschwankungen beeinflussen.

9. Registrierungen der Leitfähigkeit zeigen gleiche Leitfähigkeit für beide Vorzeichen; eine Unipolarität findet hierbei nicht statt. Wegen der Verschiedenheit der spezifischen Wanderungs-

1) Vgl. K. Kurz, diese Zeitschr. 7, 771, 1906 und Dissertation, Gießen 1907.

geschwindigkeiten folgt aber hieraus wiederum die tatsächliche Unipolarität in der Ionendichte selbst und zwar in einem Verhältnisse, wie es die Zerstreuungsmessungen direkt ergeben haben.

München, Physikal. Institut der Techn. Hochschule, März 1910.

(Eingegangen 14. März 1910.)

Über den täglichen und jährlichen Gang der elektrischen Zerstreuung in der Atmosphäre.

Von C. Negro.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich die Resultate von Messungen veröffentlicht, die ich im Jahre 1908 über die elektrische Zerstreuung in der Atmosphäre ausgeführt habe; doch beschränkten sich diese auf die Sommermonate, weil ich die Versuche damals auf dem Lande machte in ziemlich entfernten Orten, zum Teil in der Nähe von Bologna, zum Teil in der Nähe von Turin. Jetzt, wo ich die Zusammenstellung der Beobachtungen eines ganzen Jahres vollendet habe[2]), ist es wohl am Platze, den täglichen und jährlichen Gang zu untersuchen.

Hierbei drängt sich sofort eine Frage in bezug auf die Einschätzung der Tage auf: soll man alle Tage gleichmäßig berücksichtigen, oder soll man einige ausscheiden? und in letztem Falle welche? Wenn man in der Meteorologie den täglichen und jährlichen Gang von Temperatur, Luftdruck usw. aus den Mittelwerten bestimmen will, so benutzt man alle zur Verfügung stehenden Beobachtungen, ohne darauf Rücksicht zu nehmen, ob manche davon außergewöhnlichen Verhältnissen entsprechen; aber in vorliegendem Falle muß man, glaube ich, von diesem Systeme abgehen. Im Tale des Po, wo die Versuche gemacht wurden, sind während der Sommerszeit Gewitter sehr häufig und, wie ich in meiner früheren Arbeit schon erwähnt habe, ist an Gewittertagen der Gang der Zerstreuung so merkwürdig und liefert so hohe und von Fall zu Fall so verschiedene Werte, daß er unmöglich als normal gelten kann. Wenn diese sicheren Anomalien mit einbezogen würden in die Berechnung des normalen Ganges, so könnten sie bei ihrer Häufigkeit und Intensität den wahren Gang verhüllen oder wenigstens noch unklarer machen, als er ohnehin schon ist. Dasselbe gilt auch für die ganz oder halb trüben Tage, d. h. für die Tage mit starker Wolkenbildung, wenn auch die Unregelmäßigkeiten hier nicht so ausgeprägt sind. Von diesem Gesichtspunkte aus schien es mir richtig, alle die Tage auszuscheiden, an welchen offenkundig irgendwelche störende Einflüsse auftraten und nur die hellen Tage in Betracht zu ziehen. Dieselben Überlegungen führten schon Conrad[1]) dazu, bei seinen Untersuchungen auf dem Sonnblick über die elektrische Zerstreuung in der Atmosphäre, nach diesem System vorzugehen, indem er bei seiner Bestimmung des täglichen Ganges nur die Beobachtungen bei völlig klarem Himmel berücksichtigt.

Von Februar bis Juli und von Oktober ab weiter wurden die Beobachtungen in Bologna gemacht; der Apparat stand auf dem Vorsprung eines Nordfensters, das auf einen weiten, mit hochstämmigen Bäumen bepflanzten Hof ging. In den Sommermonaten wurden die Beobachtungen teils in Moncalieri bei Turin, teils in der Nähe von Bologna ausgeführt. Diese beiden Beobachtungsorte lagen im freien Felde. Ich habe getrachtet, alle 2 Stunden eine Beobachtung zu machen, und zwar immer zuerst für die negative, dann für die positive Zerstreuung. Zur Verwendung kam ein Elster- und Geitel-Apparat. Die Beobachtungszeit wurde auf 5 Minuten reduziert, doch wurde meistens erst 10 Minuten nach der Ladung abgelesen, damit der Apparat sich einstellen konnte. Der Mittelwert von q ist berechnet aus $\frac{\Sigma q}{n}$ und nicht aus $\frac{\Sigma a_-}{\Sigma a_+}$; es ist daher nicht zu verwundern, wenn manchmal der Mittelwert von q kleiner als 1 ist, trotzdem der Mittelwert von a_- dabei größer ist als der von a_+. Der tägliche Verlauf, wie ich ihn fand, stimmt zum Teil mit dem von anderen Forschern bestimmten überein, zum Teil weicht er davon ab. Aber bei Beurteilung der Übereinstimmung sowohl als wie der Abweichungen ist wohl zu beachten, daß fast alle Forscher bei der Mittelbildung die ganzen Beobachtungen verwertet haben, während ich nur die Beobachtungen bei klarem Himmel benutzte. Czermak[2]) fand ein Minimum zu Mittag und ein Maximum in den Nachmittagsstunden; bei q konnte er keinen täglichen Gang erkennen, denn mit Ausnahme von einigen leichten unregelmäßigen Schwankungen war der Verlauf fast konstant. In meiner früheren Arbeit bemerkte ich, daß ich das sekundäre Minimum von 12^h nicht kon-

1) Diese Zeitschr. 10, 449, 1909.

2) Bei all den zahlreichen Messungen hat mir der Studierende Giuseppe Tosatti sehr geschickt und klug geholfen, wofür ich ihm zu herzlichem Danke verpflichtet bin.

1) Wiener Sitzber. Oktober 1904, S. 1143.

2) P. Czermak, Denkschr. Akad. Wien 74, 55.

statieren konnte. Aus der jetzigen größeren Anzahl der Beobachtungen ergibt sich eine Bestätigung der Czermakschen Angabe.

Aus einer sehr großen Zahl in Kremsmünster ausgeführter Beobachtungen fand Zölß[1]) eine doppelte Periode mit einem Hauptmaximum in den ersten Nachmittagsstunden und einem sekundären Maximum in den Nachtstunden. Die zwei Minima fallen zwischen 6^h und 7^h morgens und zwischen 7^h und 8^h abends, verschieben sich aber mit der Jahreszeit gegen die Stunde des Sonnenaufganges bzw. Sonnenuntergangs. Zölß bemerkt jedoch, daß in den Fällen, wo ein ausgeprägtes nächtliches Maximum zu verzeichnen war, stets auch ein außergewöhnlicher Wind während der Nacht herrschte; während umgekehrt bei ganz ruhiger Luft das Zerstreuungsmaximum fehlte. Außerdem ergab sich bei mehreren 24 stündigen Beobachtungsreihen bei klarem Sommerwetter nur eine Periode im täglichen Gange, mit einem Maximum um 1 Uhr nachmittags und einem Minimum um 4 Uhr morgens.

Conrad[2]) findet aus seinen Beobachtungen auf dem Sonnblick, wobei er nur die bei klarem Himmel gemachten benutzt, daß auch in dieser Höhe die zwei Zerstreuungen eine doppelte tägliche (24 Stunden) Periode aufweisen; bei der positiven viel weniger ausgeprägt als bei der negativen. Das Hauptmaximum fällt in die ersten Nachmittagsstunden und das Hauptminimum gegen Mitternacht.

Der tägliche Gang, den ich aus den klaren Tagen eines ganzen Jahres erhalten habe, wobei jedoch keine nächtliche Beobachtungen ausgeführt wurden, ist aus folgender Tabelle ersichtlich.

Tabelle I.

	a_-	a_+	q
6^h	2,35	2.12	1,31
8^h	1,76	1,86	0,96
10^h	1,76	1,81	0,96
12^h	1,70	1.74	1,07
2^h_p	2,05	2,13	1,00
4^h_p	2,23	2,41	0,95
6^h_p	1,96	1,92	1,08
8^h_p	1,63	1,70	1,04

Man erkennt hieraus, daß für a_- sowohl als auch für a_+ zwei Maxima auftreten, das eine um 6^h, das andere um 4^h_p, also am frühen Morgen und nachmittags nach der heißesten Zeit. Die Minima für a_- fallen auf 12^h_m und 8^h_p, für a_+ auf 12^h_m und 6^h_p. Die Werte von q zeigen keine bemerkenswerten Schwankungen, mit Ausnahme des 6^h-Wertes; doch dieser verhältnismäßig hohe Wert (1,31), der einen bedeutenden Überschuß von freien positiven Ionen anzeigt, kann leicht durch Kondensation von Wasserdampf erklärt werden, der ja mit Vorliebe negative Ionen einschließt. Am Vormittage beibt q fast konstant und kleiner als 1; um 12^h_m wird es größer als 1, nimmt dann ab bis 6^h_p, wo es den Wert 1,08 erreicht.

Dies ist der Gang, wenn man die Mittelwerte des ganzen Jahres nimmt; nimmt man jedoch die klaren Tage für jede Jahreszeit gesondert, so erhält man die folgenden Werte:

Tabelle II.

	Winter (Dezember—Februar)			Frühling (März—Mai)		
	a_-	a_+	q	a_-	a_+	a_-
6^h	1,30	1,32	0,98	2,52	2,20	2,08
8^h	0,66	0,63	1,05	1,39	1,47	0,95
10^h	0,63	0,64	0,93	1,79	1,95	0,91
12^h	0,82	0,69	1,13	1,59	1,57	1,19
2^h_p	0,95	0,95	1,02	1,95	1,96	1,01
4^h_p	0,95	0,91	1,05	2,33	2,51	0,94
6^h_p	0,53	0,49	1,23	1,69	1,61	1,06
8^h_p	0,59	0,63	1,22	1,03	1,06	0,94

	Sommer (Juni—August)			Herbst (Septbr.—Novbr.)		
	a_-	a_+	q	a_-	a_+	q
6^h	2,69	2,34	1,15	2,71	2,61	1,04
8^h	3,07	3,28	0,90	1,90	2,05	0,93
10^h	2,51	2,49	1,02	2,10	2,17	0,99
12^h	2,52	2,46	1,06	1,86	2,23	0,88
2^h_p	2,88	3,14	0,93	2,42	2,48	1,03
4^h_p	3,28	3,53	0,93	2,34	2,69	0,88
6^h_p	3,46	3,53	1,00	2,16	2,05	1,02
8^h_p	3,74	3,92	1,02	1,17	2,19	0,98

Man kann hieraus entnehmen, daß die Maxima und Minima für a_+ und a_- in den verschiedenen Jahreszeiten sich etwas verschieben, wie es in der folgenden Tabelle zusammengestellt ist; zum besseren Vergleiche wurden auch die entsprechenden Werte aus Tabelle I beigefügt.

Tabelle III.

	Maxima		Minima	
	a_-	a_+	a_-	a_+
Winter . . .	6^h, 4^h_p	6^h, 2^h_p	10^h, 6^h_p	8^h, 6^h_p
Frühling . .	6^h, 4^h_p	6^h, 4^h_p	8^h, 8^h_p	8^h, 8^h_p
Sommer . .	8^h, 8^h_p	8^h, 8^h_p	10-12^h, ?	12^h, ?
Herbst . . .	6^h, 2^h_p	6^h, 4^h_p	8^h, 8^h_p	8^h, 8^h_p
Das ganze Jahr	6^h, 4^h_p	6^h, 4^h_p	12^h, 8^h_p	12^h, 6^h_p

Bei den Maxima kann man eine erhebliche Verschiebung während der Sommermonate erkennen. Da meine Beobachtungen sich nur

1) B. Zölß, Sitzber. Akad. Wien, Januar 1905, S. 189.
2) l. c. S. 1154.

über ein Jahr erstrecken, kann ich nicht entscheiden, ob dies eine normale Erscheinung ist, oder ob es mit besonderen Verhältnissen des verflossenen Jahres zusammenhängt; doch kann man einen Zusammenhang ersehen zwischen Maximum und Minimum; mit der Verschiebung des Nachmittagsmaximum verschwindet, wenigstens innerhalb der Beobachtungszeit, das Abendminimum, das in den anderen Jahreszeiten für a_- sowohl als auch für a_+ um 8^h_p oder höchstens um 6^h_p eintritt. Zu beachten ist ferner, daß, mit Ausnahme des Winters, in allen Jahreszeiten neben den oben genannten 2 Minima noch ein drittes sekundäres Minimum um 12^h_m für beide Zerstreuungen auftritt, und dementsprechend hat man fast immer ein Anwachsen des Wertes von q, welcher hier größer wird als 1. Was q anbetrifft, so ist es in den verschiedenen Jahreszeiten in den ersten und letzten Stunden des Tages und gegen 12^h meistens größer als 1, sonst $q < 1$. Aber auch hier ist der Winter auszunehmen, denn in den Wintermonaten ist fast immer $q > 1$.

Der jährliche Gang wird aus der folgenden Tabelle ersichtlich:

Tabelle IV.

	a_-	a_+	q
Februar	0,73	0,85	0,87
März	1,61	1,62	1,02
April	1,37	1,47	1,00
Mai	2,12	2,12	1,12
Juni	3,02	3,14	1,00
Juli	2,79	2,82	1,00
August	3,41	3,59	0,97
September	3,03	3,20	0,99
Oktober	2,29	2,40	0,98
November	1,15	1,20	0,96
Dezember	0,85	0,77	1,09
Januar	0,68	0,57	1,28

Den kleinsten Wert der Zerstreuung trifft man im Januar, den größten im August, also im kältesten und heißesten Monat. Der Übergang vom Minimum zum Maximum wird in den Monaten April und Juni unregelmäßig; man kann aus den Beobachtungen nicht ersehen, woran das liegen mag. Es handelt sich sicher um irgendeine störende Ursache, die gerade in diesem Jahre besonders stark war; wenn auch nur die klaren Tage genommen wurden, so war auch an diesen der Wind meist sehr wechselvoll, sowohl was Richtung als auch was Stärke anbetrifft.

Die Schwankungen nach den Jahreszeiten sind in Tabelle V angegeben.

Diese Resultate bestätigen das, was von vielen andern schon gefunden worden ist. So fand Czermak[1]) im Winter die kleinsten, im

1) P. Czermak, l. c. S. 88.

Tabelle V.

	a_-	a_+	q
Winter	0,75	0,73	1,08
Frühling	1,70	1,74	1,05
Sommer	3,07	3,18	0,99
Herbst	2,16	2,27	0,97
Das ganze Jahr	1,92	1,97	1,02

Sommer die größten Werte; im Herbst ein langsames Sinken; aber sobald Winterkälte auftritt und besonders bei ausgedehntem Schneefall wird schnell der kleinste Wert erreicht.

Die kleinen Abweichungen, welche meine Resultate von denen anderer Forscher zeigen, muß man der Tatsache zuschreiben, daß ich mich auf die klaren Tage beschränkt habe. Zölß fand z. B., daß das Maximum der positiven Zerstreuung im April auftritt, das Maximum der negativen im Juni und das Minimum für beide Vorzeichen im Januar. Die relativ hohen Werte im April, die in Kremsmünster und Wolfenbüttel gefunden wurden, schreibt Zölß dem starken Winde zu, der in diesem Monate oft weht.

Aus den mitgeteilten Beobachtungen ersieht man, unter Mitberücksichtigung von einigen der zahlreichen Untersuchungsreihen anderer Forscher über die elektrische Zerstreuung, daß man sicher von einer wohldefinierten jährlichen Periode sprechen kann. Das Minimum fällt in die kalte Zeit, das Maximum in die heiße. Der genaue Zeitpunkt der extremen Werte ist noch unsicher; unsicher ist auch, ob sich der genannten periodischen Bewegung nicht eine zweite schwächere überlagert; aber in seinen Hauptpunkten ist der jährliche Gang festgelegt.

Dasselbe kann nicht von dem täglichen Gang gesagt werden. Alle Forscher finden darin eine Regel, aber der eine diese, der andere jene. Und es kann auch nicht anders sein, denn die Umstände, welche die beobachteten Werte beeinflussen, sind zu sehr verschieden; gerade deshalb wäre es nötig, daß man der Berechnung des täglichen sowohl, wie des jährlichen Ganges nur die Beobachtungen zugrunde legt, bei denen wahrscheinlich keine Störungen auftraten. So wäre es möglich, besser zu vergleichen und man käme vielleicht zu höchst interessanten Ergebnissen.

Bologna, März 1910.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

(Eingegangen am 14. März 1910.)

Über die Elektrizität von Regen und Schnee. (On the Electricity of Rain and Snow.)

Von George C. Simpson[1]).

1. Im Zusammenhange mit einer in den „Philosophical Transactions"[2]) veröffentlichten Theorie der Gewitterelektrizität wurden im Jahre 1908 Messungen über die Ladungen von Regen angestellt, und es erschien ratsam, diese Messung noch ein zweites Jahr lang fortzusetzen.

Die Verlegung des Meteorologischen Institutes zu Simla gegen Ende 1908 bot einen geeigneten Ort, und demgemäß wurde die Hütte, welche die Apparate enthielt, abgeschlagen und auf dem Grund und Boden des neuen Gebäudes wieder aufgestellt. Die Anordnung der Instrumente blieb in allen wesentlichen Teilen die gleiche wie die in der früheren Arbeit beschriebene. Nach dem Umzuge und der Neuaufstellung zeigte sich aber, daß sich die elektrische Kapazität des Regensammelgefäßes von 141 cm auf 150 cm verändert hatte. Der Regenmesser wurde gleichfalls neu eingestellt, und zwar so, daß jedes Umkippen des Eimers nunmehr einer Regenhöhe von 0,11 mm entspricht und nicht mehr einer solchen von 0,14 mm wie vor der Änderung. Der Apparat zur Aufzeichnung des Potentialgradienten wurde so abgeändert, daß er bei schönem Wetter zur Registrierung des normalen Potentialgradienten benutzt werden konnte. Das wurde dadurch bewerkstelligt, daß ein kräftigerer Radiumkollektor an der ins Freie hinausragenden Stange befestigt wurde. Es zeigte sich, daß die neue Örtlichkeit weniger stark von Spinnen heimgesucht wurde als die frühere, so daß sich praktisch keine Schwierigkeiten daraus ergaben, daß sich die Apparate durch Spinngewebe entluden. Alle Apparate arbeiteten während der ganzen Regenzeit zur Zufriedenheit, und nur sehr wenige Regenperioden konnten nicht mit Erfolg untersucht werden.

2. Der Regenfall des Monsuns von 1908 lag unter dem Durchschnitt, während der des Monsuns von 1909 ein wenig darüber lag. In Simla weiß man, daß regenarme Monsune von einer ungewöhnlichen Anzahl von Gewittern begleitet werden; während eines guten Monsuns fällt der Regen regelmäßig und nur mit gelegentlichen Unterbrechungen; dagegen sind während eines schlechten Monsuns die Perioden trockenen Wetters länger und enden stets mit einem Gewitter. Diese Tatsache trat bei den Messungen von 1908 und 1909 hervor; denn im zweiten Jahre waren die Gewitter weder so heftig noch so häufig wie im Jahre 1908.

Die gesamte Regenmenge, die während der untersuchten Stürme vom 19. April bis zum 12. September 1909 fiel, betrug 95,8 cm. Die Elektrometerkurve verzeichnete geladenen Regen während 2212 Zeitintervallen von je zwei Minuten; in 1599 von diesen Intervallen gab das Elektrometer positive Elektrizität an und in 613 negative. Die gesamte positive Elektrizitätsmenge, die auf ein Quadratzentimeter Oberfläche fiel, betrug 21,7 elektrostatische Einheiten, und die negative 6,2 Einheiten. Vergleicht man diese Zahlen mit den entsprechenden des Vorjahres, so sieht man, daß die Gesamtladung ein wenig abnahm, während die Regenmenge von 76,3 cm auf 95,8 cm zunahm.

3. Das wichtigste Ergebnis der vorjährigen Untersuchungen war vielleicht die Tatsache, daß der Regen mehr positive Elektrizität herniederbrachte als negative, während bisher allgemein die Ansicht geherrscht hatte, daß der Regen im großen ganzen negativ geladen wäre. Im Jahre 1908 fiel 2,9mal soviel positive Elektrizität wie negative, und die Zeit, während welcher positiver Regen fiel, war 2,3mal so lang wie die, während welcher negativ geladener Regen fiel[1]). Die entsprechenden Zahlen für 1909 sind 3,2 bzw. 2,6; das frühere Ergebnis ist somit vollauf bestätigt worden.

Wenn geladener Regen niedergeht, so ist die Wirkung einem senkrecht verlaufenden Elektrizitätsstrome äquivalent; bei positiv geladenem Regen kann man den Strom als positiv ansehen und bei negativ geladenem als negativ.

Tabelle I zeigt die Häufigkeit des Auftretens verschiedener Stromdichten.

Tabelle I.

Stromdichte (Einheit = 10^{-13} Amp./cm^2)	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten, während welcher der Strom war		Verhältnis zwischen der Anzahl positiver und der Anzahl negativer Intervalle
	positiv	negativ	
2 — 50	1263	522	2,4
50 — 100	198	66	3,0
100 — 150	68	18	3,8
150 — 200	22	3	7,3
> 200	44	4	11,0

Diese Tabelle ist in allen wesentlichen Punkten der entsprechenden Tabelle für 1908

1) Mitteilung an die Royal Society, London. Vorgelegt von Herrn Dr. Gilbert T. Walker. Eingegangen am 18. Dezember 1909. Vorgetragen am 13. Januar 1910.
2) Phil. Trans. (A) **209**, 379, 1909.

1) Infolge eines Schreibfehlers sind in der früheren Arbeit die Zahlen für das Auftreten positiver und negativer Elektrizität falsch verzeichnet. Sie müssen 1395 bzw. 608 heißen statt 1362 bzw. 564. Dann ergibt sich ein Verhältnis von 2,3 statt 2,4. Der Fehler ist nicht von Bedeutung.

ähnlich, und die Hauptfolgerungen, die sich aus ihr ziehen lassen, sind, wie früher, daß

1) starke Ströme, und zwar sowohl positive als negative, weniger häufig auftreten als schwache;

2) die positiven Ströme um so stärker vorherrschen, je größer die Stromdichte ist.

4. In Tabelle II findet man die Werte für alle positiven Ströme, bei denen die Stromdichte größer war als 300×10^{-15} Amp./cm². Negative Ströme, bei denen die Stromdichte diesen Wert überschritt, traten nicht auf.

Tabelle II.

Positive Ströme	
Amp. $\times 10^{-15}$	Datum
312	18. April
337	18. „
312	18. „
312	18. „
400	5. Juni
>613	15. „
331	15. „
307	18. „
441	19. „
429	19. „
>613	19. „
343	19. „
374	20. „
454	20. „
478	20. „
356	20. „
564	27. „
319	27. „
324	11. Juli
357	11. „
357	11. „
357	11. „
313	12. Sept.
313	12. „

Hinsichtlich der positiven Ströme ähnelt diese Tabelle der entsprechenden für den vorjährigen Monsun, mit dem einzigen Unterschiede, daß Stromstärken von mehr als 600×10^{-15} Amp. weniger häufig sind. Es ist beachtenswert, daß nicht ein einziger negativer Strom von mehr als 300×10^{-15} Amp. verzeichnet wurde. Dadurch gewinnt somit der Eindruck eine Stütze, den ich in der vorigen Arbeit zum Ausdruck gebracht habe, daß nämlich der Sturm vom 13. Mai 1908 ganz außergewöhnlich war.

5. Tabelle III zeigt, wie häufig Regen mit verschiedener Ladung auf ein Kubikzentimeter verzeichnet wurde.

Diese Tabelle zeigt ähnliche Ergebnisse wie die entsprechende Tabelle für 1908. Nimmt man die beiden Tabellen zusammen, so kann man mit Sicherheit sagen, daß eine Tendenz für das Überwiegen positiver Elektrizität über negative vorhanden ist, die mit zunehmender

Tabelle III.

Ladung auf ein Kubikzentimeter Regen, in elektrostatischen Einheiten	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten, während welcher die Ladung positiv war	negativ war	Verhältnis zwischen der Anzahl positiver und der Anzahl negativer Intervalle
0,1—0,9	1116	381	2,9
1,0—1,9	104	66	1,6
2,0—2,9	56	28	2,0
3,0—3,9	21	21	1,2
4,0—4,9	15	7	
5,0—5,9	1	4	
>6	1	1	

Ladung im Kubikzentimeter Wasser abnimmt. Dieses Ergebnis steht durchaus nicht im Widerspruch mit der aus der Tabelle I gezogenen Schlußfolgerung; während nämlich starke Ströme im allgemeinen durch heftigen Regen verursacht werden, treten hohe Ladungen im Kubikzentimeter im allgemeinen bei leichtem Regen auf (siehe Tabelle V).

6. Tabelle IV enthält Einzelheiten über die beiden Fälle, in denen Ladungen von mehr als sechs elektrostatischen Einheiten auf ein Kubikzentimeter Wasser auftraten. Diese Tabelle ist viel kleiner als die Tabelle der früheren Mitteilung, die 34 Fälle enthielt.

Tabelle IV.

Positive Ladung im cm³ Regen		Negative Ladung im cm³ Regen	
Elektrostatische Einheiten	Datum	Elektrostatische Einheiten	Datum
7,7	24. April	7,5	3. September

7. Am interessantesten ist vielleicht der Vergleich zwischen der Stärke des Regenfalles und der von ihm getragenen Ladung.

Diese Tabelle zeigt den einzigen bedeutenden Unterschied zwischen den Ergebnissen der beiden Jahre. Im Jahre 1908 gab es nicht einen einzigen Fall, wo Regen, der mit größerer Geschwindigkeit als 1 mm in zwei Minuten fiel, eine negative Ladung mit herniederführte; im Jahre 1909 traten 14 derartige Fälle auf. Obschon die negativen Ladungen bei schwerem Regen im Jahre 1909 nicht gänzlich aufhörten, zeigt die Tabelle doch, daß ihre Häufigkeit gegenüber der Häufigkeit positiv geladener Regenfälle sehr gering wurde. Die Tabelle bringt indessen eine Beziehung zum Vorschein, die in der früheren Arbeit nicht zu erkennen war. Man bemerkt, daß sehr leichter Regen verhältnismäßig hohe Ladungen hat, und daß die Ladung im Kubikzentimeter für beide Arten von Elektrizität mit

Tabelle V.

Geschwindigkeit des Regenfalles, Millimeter Regen in zwei Minuten	Regen ohne Ladung	Regen mit positiver Ladung		Regen mit negativer Ladung		Verhältnis der Anzahl Zeitintervalle von je zwei Minuten mit positiver Ladung zu jenen mit negativer Ladung	Verhältnis zwischen der mittleren positiven und der mittleren negativen Ladung im cm^3
	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Mittlere Ladung im cm^3 Regen in elektrostatischen Einheiten	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Mittlere Ladung im cm^3 Regen in elektrostatischen Einheiten		
weniger als 0,16	—	199	1,39	125	1,58	1,6	0,88
ungefähr 0,16	671	541	0,61	268	0,78	2,0	0,78
„ 0,38	94	195	0,26	71	0,34	2,7	0,59
„ 0,60	16	107	0,20	25	0,19	4,3	0,95
„ 0,82	2	81	0,18	6	0,24	13,5	1,34
„ 1,04	0	57	0,16	6	0,17	9,5	1,08
„ 1,26	0	49	0,23	7	0,13	7,0	1,76
„ 1,48	1	39	0,23	2	0,10	19,5	2,30
„ 1,70	0	16	0,21	1	0,07	16,0	3,00
mehr als 1,70	0	50	0,19	4	0,05	12,5	4,00

zunehmender Stärke des Regenfalles, bis zu 0,60 mm in zwei Minuten aufwärts, abnimmt. Bei größerer Geschwindigkeit verhalten sich indessen positiv und negativ geladener Regen verschieden; von 0,60 mm in zwei Minuten an bis zu den größten gemessenen Regenfallgeschwindigkeiten war die positive Ladung im Kubikzentimeter praktisch dieselbe, während bei negativ geladenem Regen die Ladung mit zunehmender Geschwindigkeit weiter abnimmt.

Bei der Betrachtung der Ursache der Gewitterelektrizität habe ich in der vorigen Arbeit großen Nachdruck auf das Fehlen negativer Ladung bei heftigem Regen gelegt. Diese beiden neuen Ergebnisse berühren die dort angestellte Überlegung nicht wesentlich. Im Zentrum des Gewitters, wo die heftigen aufsteigenden Ströme zu einer großen Absonderung von Wasser und folglich zu einer starken Trennung der Elektrizität Anlaß geben, muß ein beträchtlicher Regenfall aus den oberen Wolken stattfinden, die nach der Theorie hochgradig mit negativer Elektrizität geladen sind. Die negative Elektrizität, die dieser Regen herabführt, ist in der Regel weit geringer als die positive Ladung aus der Oberschicht des aufsteigenden Stromes; daß aber die negative Ladung gelegentlich, selbst beim schwersten Regen, die positive Ladung übertreffen kann, wird man bei Betrachtung des in Frage kommenden verwickelten Vorganges erwarten. Die geringen negativen Ladungen im Kubikzentimeter Wasser beim schwersten Regen weisen darauf hin, daß der Regen in diesen Fällen vermutlich ein Gemisch aus positiv geladenem und negativ geladenem Wasser ist, daß aber die negative Elektrizität ein wenig im Überschuß ist.

Um zu untersuchen, ob in irgendeinem Teile des Gewitters die Elektrizität eines Vorzeichens überwiegt oder nicht, teilte ich jede Regenperiode in vier gleiche Teile und verglich für jeden dieser Teile die Anzahl von Malen, wo negative Ladung auftrat, mit der Anzahl von Malen, wo positive Ladung auftrat. Die in der Tabelle VI der vorigen Arbeit veröffentlichten Daten zeigten, daß im Jahre 1908 kein ausgesprochener Unterschied vorhanden war, während die neuen Daten sogar einen noch geringeren Unterschied angeben. Ein anderes Verfahren, denselben Effekt zu untersuchen, besteht darin, daß man sieht, ob die Gewitter mit negativer Elektrizität anzufangen oder zu enden pflegen. Ich wandte dieses Verfahren in der Weise an, daß ich die Anzahl positiver und negativer Vorzeichen der Elektrizität zählte, die in den ersten und den letzten Intervallen von zwei Minuten bei jedem Gewitter verzeichnet wurden, und es ergab sich, daß das gefundene Verhältnis praktisch dasselbe war wie das für das ganze Gewitter erhaltene. Es sind somit keine Anzeichen dafür vorhanden, daß negative Elektrizität während irgendeiner Periode des Gewitters häufiger auftrete als während irgendeiner anderen.

Tabelle VI.

	Verhältnis zwischen der Häufigkeit positiver und negativer Ladung		
	in den beiden ersten Minuten jedes Gewitters	in den beiden letzten Minuten jedes Gewitters	während des ganzen Gewitters
1908	2,1	2,1	2,3
1909	2,2	2,3	2,6

Wenden wir uns nun der Frage nach einer Beziehung zwischen dem Vorzeichen des Potentialgradienten und dem Vorzeichen der Elektrizität des Regens zu, so finden wir, daß, wie im Jahre vorher, die Daten nicht gestatten, irgendeine bestimmte Beziehung zu verzeichnen. In

dem Jahre 1909 sind die Daten weit zahlreicher, als sie im Vorjahre waren, und man wird aus Tabelle VII ersehen, daß eine ganz geringe Tendenz der Ladung am Regen nach dem Vorzeichen hin besteht, das dem des Potentialgradienten entgegengesetzt ist. Aber diese schwache Beziehung könnte geradesogut eine zufällige sein und wir dürfen keine bestimmte Aussage darauf gründen.

Tabelle VII.

	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten, in denen das Potential positiv war	negativ war	Prozentsatz für das Auftreten eines negativen Potentialgradienten
ungeladener Regen	314	630	67
positiv geladener Regen	604	879	59
negativ geladener Regen	312	268	46

Ich habe die während der beiden Jahre gewonnenen Daten in den nachstehenden Tabellen A—E zusammengestellt und die Schlußfolgerungen, die sich aus ihnen ziehen lassen, in ein paar kurzen Sätzen zum Ausdruck gebracht.

Tabelle A.

Gesamtmenge des untersuchten Regens .	172,1 cm
Gesamtmenge positiver Elektrizität, die auf jedes Quadratzentimeter Oberfläche fiel	44,0 elektrostat. Einh.
Gesamtmenge negativer Elektrizität, die auf jedes Quadratzentimeter Oberfläche fiel	13,8 elektrostat. Einh.
Verhältnis der Menge positiver Elektrizität zur Menge negativer	3,2
Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten, in denen der Regen positiv geladen war	2994
Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten, in denen der Regen negativ geladen war	1221
Verhältnis der Anzahl der Intervalle mit positiv geladenem Regen zur Anzahl jener mit negativ geladenem . . .	2,5

Tabelle B.

Stromstärke in Ampere·10⁻¹³ per cm²	Anzahl der Intervalle von zwei Minuten, in denen der Strom positiv war	negativ war	Anzahl der positiven Intervalle / Anzahl der negativen Intervalle
2— 50	2321	1033	2,2
50—100	363	114	3,2
100—150	149	35	4,3
150—200	55	8	6,9
> 200	90(84)[1]	26 (9)[1]	3,5 (9,4)[1]

1) Wenn man das abnorme Gewitter vom 13. Mai 1908 nicht berücksichtigt, so müssen die eingeklammerten Zahlen an die Stelle der nichteingeklammerten treten.

Tabelle C.

Ladung im cm³ Regen in elektrostatischen Einheiten	Anzahl der Intervalle von zwei Minuten, in denen die Ladung positiv war	negativ war	Anzahl der positiven Intervalle / Anzahl der negativen Intervalle
0,1—0,9	1953	686	2,8
1,0—1,9	252	122	2,1
2,0—2,9	108	53	2,0
3,0—3,9	60	27	
4,0—4,9	24	15	1,6
5,0—5,9	10	7	
6,0 und 76,0	15	21	

Tabelle E.

	Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten, in denen der Potentialgradient positiv war	negativ war	Prozentsatz für das Auftreten eines negativen Potentialgradienten
ungeladener Regen	559	1298	70
positiv geladener Regen	871	1316	60
negativ geladener Regen	429	484	53
	1859	3098	

Tabelle D.

Ungefähre Geschwindigkeit des Regenfalles, Millimeter Regen in zwei Minuten	Regen ohne Ladung: Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Regen mit positiver Ladung: Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Mittlere Ladung im cm³ Regen in elektrostatischen Einheiten	Regen mit negativer Ladung: Anzahl der Zeitintervalle von je zwei Minuten	Mittlere Ladung im cm³ Regen in elektrostatischen Einheiten	Verhältnis der Anzahl Zeitintervalle von je zwei Minuten mit positiver Ladung zu jenen mit negativer Ladung	Verhältnis zwischen der mittleren positiven und der mittleren negativen Ladung im cm³
< 0,16	—	386	1,52	293	1,92	1,3	0,8
0,16	1112	818	0,74	420	0,87	1,9	0,8
0,38	300	509	0,40	159	0,41	3,2	1,0
0,60	44	231	0,21	50	0,33	4,6	0,6
0,82	4	126	0,19	13	0,15	9,7	1,3
1,04	0	104	0,24	10	0,11	10,4	2,2
1,26	0	63	0,26	7	0,13	9,0 | 14	2,0
1,48	1	63	0,26	2	0,10	31,5 | 14	2,6
1,70	0	27	0,28	1	0,10	27,0 | 20	2,8
> 1,70	0	74	0,21	4	0,05	18,5 | 20	4,2

Schlußfolgerungen.

1. Die vom Regen herniedergeführte Elektrizität war zuweilen positiv und zuweilen negativ. (Tabelle A).

2. Die Gesamtmenge der vom Regen herabgebrachten positiven Elektrizität war 3,2mal so groß wie die Gesamtmenge der negativen. (Tabelle A.)

3. Die Periode, während welcher positiv geladener Regen fiel, war 2,5mal so lang wie die Periode, während welcher negativ geladener Regen fiel. (Tabelle A.)

4. Behandelt man geladenen Regen als einem vertikal gerichteten Elektrizitätsstrome äquivalent, so waren die Stromdichten im allgemeinen kleiner als 4×10^{-15} Ampere auf ein Quadratzentimeter; in einigen wenigen Fällen wurden jedoch größere Stromdichten verzeichnet, und zwar sowohl positive als auch negative. (Tabelle B.)

5. Negative Ströme traten weniger häufig auf als positive, und je größer die Stromdichte war, um so größer war die Tendenz für ein Überwiegen der positiven Ströme. (Tabelle B.)

6. Die Ladung, die der Regen trug, war im allgemeinen kleiner als 6 elektrostatische Einheiten auf ein Kubikzentimeter Regen; doch wurden gelegentlich größere Ladungen verzeichnet, und bei einem außergewöhnlichen Gewitter (am 13. Mai 1908) betrug die negative Ladung mehr als 19 elektrostatische Einheiten im Kubikzentimeter. (Tabelle C.)

7. Wie oben unter (**3**) vermerkt, wurde häufiger positive als negative Elektrizität verzeichnet, aber der Überschuß war um so weniger ausgeprägt, je höher die Ladung des Regens war. (Tabelle C.)

8. Bei allen Regengeschwindigkeiten trat positiv geladener Regen häufiger auf als negativ geladener, und die Häufigkeit positiv geladenen Regens nahm mit steigender Heftigkeit des Regenfalles schnell zu. Bei einem Regenfall von weniger als etwa 1 mm in zwei Minuten trat doppelt so oft positiv geladener Regen auf wie negativ geladener, während bei größerer Stärke positiv geladener 14mal so oft auftrat. (Tabelle D.)

9. Wenn der Regen langsamer fiel als mit etwa 0,6 mm in zwei Minuten, so nahm mit zunehmender Heftigkeit des Regens die Ladung auf das Kubikzentimeter Wasser ab. (Tabelle D.)

10. Bei Regenfall von größerer Stärke als etwa 0,6 mm in zwei Minuten war die von einem Kubikzentimeter Wasser mitgeführte positive Ladung von der Geschwindigkeit des Regenfalles unabhängig, während die mitgeführte negative Ladung mit wachsender Geschwindigkeit des Regenfalles abnahm. (Tabelle D.)

11. Während der einzelnen Regenperioden war der Potentialgradient häufiger negativ als positiv, doch waren keine deutlichen Anzeichen für eine Beziehung zwischen dem Vorzeichen der Ladung an dem Regen einerseits und dem Vorzeichen des Potentialgradienten andererseits vorhanden. (Tabelle E.)

12. Die Daten führen nicht zu der Annahme, daß negative Elektrizität während irgend einer besonderen Periode des Gewitters häufiger auftritt als während irgendeiner anderen.

Schneefallelektrizität.

Während des Winters fällt in Simla eine gewisse Menge Schnee. Die bei der oben besprochenen Untersuchung benutzte Apparatur war nun zwar nicht zur Messung der Elektrizität des Schnees eingerichtet, doch war es immerhin möglich, einige qualitative Messungen zu machen. Da der Schnee in dem Aufnahmegefäß verblieb, so verzeichnete der Regenmesser nicht die gefallene Menge. Ich erhielt daher keine fortlaufende Aufzeichnung der Schneemenge, die der verzeichneten Ladung entsprach. Die Ladung für ein Gramm Schnee konnte somit nicht bestimmt werden.

Es fiel Schnee an neun Tagen zwischen dem 23. Dezember 1908 und dem 3. Februar 1909. An den meisten Tagen war der Schneefall von Blitz und Donner begleitet, und in der Regel war der Schnee mit einer beträchtlichen Menge Graupeln vermengt.

Wie beim Regen, so übertraf auch hier die Menge der positiven Ladung die der negativen, und positive Ladungen wurden während längerer Perioden herniedergeführt als negative.

Tabelle VIII.

	positiv	negativ	Verhältnis
Gesamtmenge der Elektrizität in elektrostatischen Einheiten	21,1	5,8	3,6
Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten	488	229	2,1

Das Auffallendste war die übermäßige Elektrizitätsmenge, die der Schnee mit herniederbrachte; obgleich nämlich nur während 717 Zeitintervallen von je zwei Minuten Schneefall vorhanden war, so zeigt die vorstehende Tabelle doch, daß die gesamte verzeichnete Elektrizitätsmenge nicht viel geringer war, als die, welche der Regen während des ganzen Monsuns herunterbrachte.

Es wurden folgende Stromdichten verzeichnet:

Tabelle IX.

Stromdichte in 10^{-15} Ampere auf das Quadratzentimeter	Anzahl der Intervalle von je zwei Minuten, in denen die Ladung positiv war	negativ war	Anzahl der positiven Intervalle / Anzahl der negativen Intervalle
2— 50	254	152	1,7
50—100	74	29	2,6
100—150	34	7	4,9
150—200	27	11	2,5
> 200	95	29	3,3

Vergleicht man diese Tabelle mit der obigen Tabelle A, so sieht man, daß große Stromstärken bei Schneefall viel häufiger sind als bei Regenfall.

Obschon es aus dem oben angeführten Grunde nicht möglich war, die Ladung auf das Gramm Schnee fortlaufend zu bestimmen, habe ich doch für einige wenige Zeitintervalle die gefallene Schneemenge durch Schmelzen des in dem Auffangsgefäße gesammelten Schnees erhalten können. Fügt man zu dieser die gesamte erhaltene Ladung, ohne Rücksicht auf das Vorzeichen, hinzu und dividiert man durch die gesamte gefallene Schneemenge, so erhält man die folgenden Mittelwerte für die Ladung pro Gramm:

Tabelle X.

Datum	Dauer des Schneefalls Std.	Min.	Gefallene Schneemenge in Zentimeter Regenhöhe	Gesamtladung ohne Rücksicht auf das Vorzeichen	Mittlere Ladung pro Gramm Schnee in elektrostatischen Einheiten
24. 12. 1908	9	26	1,82	7,24	3,9
10. 1. 1909	1	28	0,84	1,39	1,7
10. 1. 1909	0	26	0,17	0,61	3,6
10. 1. 1909	1	24	0,42	0,38	0,9
24. 1. 1909 } 24. 1. 1909 }	7	10	1,32	5,55	4,2

Diese Werte für die mittlere Ladung sind höher als irgendwelche bei gleichen Regenperioden gefundene, und wir müssen daher schließen, daß Schnee höher geladen ist als Regen.

Schlußfolgerungen.

Soweit sich auf Grund der wenigen im Laufe des Winters 1908—1909 gemachten Messungen ein Urteil bilden läßt, scheint sich folgendes zu ergeben:

1. Es wird vom Schnee mehr positive Elektrizität heruntergebracht als negative, und zwar beträgt das Verhältnis ungefähr 3,6 : 1.

2. Positiv geladener Schnee fällt häufiger als negativ geladener.

3. Die vertikalen elektrischen Ströme sind bei Schneegestöber im Durchschnitt stärker als bei Regenfällen.

4. Die Ladung an der Masseneinheit des Niederschlags ist bei Schneefall größer als bei Regenfall.

(Nach den Korrekturbogen der Proc. Roy. Soc. aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. März 1910.)

Thermische Oszillationen wechselstromdurchflossener Lampen mit dünnem Faden und daraus sich ergebende Gleichrichterwirkung infolge der Anwesenheit geradzahliger Oberschwingungen.

(Oscillazioni termiche delle lampade a filamento sottile percorse da correnti alternate, e conseguente effetto raddrizzatore per la presenza di armoniche pari.)

Von O. M. Corbino.

1. Nach den vorläufigen theoretischen Untersuchungen von Cranz über die thermischen Oszillationen eines wechselstromdurchflossenen dünnen Drahtes hat Ebeling[1]) diese Oszillationen zum Gegenstande einer ausführlichen und interessanten theoretischen und experimentellen Untersuchung gemacht. Die Überlegung, die Ebeling angestellt hat, erscheint nicht annehmbar. Ebeling nimmt nämlich an, daß die Wärmemenge, die der Draht bei seinen Temperaturänderungen absorbiert, zu vernachlässigen sei. Diese Hypothese ist jedoch für die theoretischen Ergebnisse belanglos, denn die Gleichung, die er aufstellt, und die die Anlegung der in dem Drahte zerstreuten augenblicklichen Energie bestimmt, enthält ein Glied, das man auch als Symbol dieser Größe deuten kann; es entspricht sogar dieser allein dann, wenn der Draht im Vakuum der abkühlenden Wirkung der Konvektionsströme entzogen wird.

Vom theoretischen Gesichtspunkte aus ist noch zu bemerken, daß es nicht zulässig erscheint, den Widerstand des Drahtes bei der Berechnung der von dem Strome entwickelten augenblicklichen Kraft als konstant anzunehmen und sie durch $e_0 i_0 \sin^2 \omega t$ auszudrücken, wo $e_0 \sin \omega t$ die wirkende EMK. ist. Es ist nämlich nicht zulässig, anzunehmen, daß die Ströme trotz der periodischen Widerstandsänderung des Drahtes sinusförmig bleiben. Es würde übrigens zweckmäßiger gewesen sein, das Gesetz der Wärmeemission des Drahtes solange wie möglich unbestimmt zu lassen; dieses Gesetz ist

1) Ebeling, Ann. d. Phys. (4) **27**, 391, 1908.

sicherlich nicht das Newtonsche, das Cranz zugrunde legt, und ebensowenig das von Dulong und Petit, das Ebeling annimmt.

Schließlich ist, wie der Verfasser selbst erklärt, die experimentelle Bestimmung der augenblicklichen Temperaturen mittels oszillographischer Aufzeichnung der Kurve für die Spannung an den Enden des Drahtes und der Intensitätskurve (der beiden Kurven, welche in jedem Augenblicke den wahren Widerstand des Drahtes und somit seine Temperatur abzuleiten gestatten), diese Bestimmung für den Fall der Glühlampen unsicher wegen der geringen durch die Lampe fließenden Stromstärke. Aus eben diesem Grunde würden auch die Werte, die der Verfasser als äußerste Grenzwerte für die Temperaturänderung erhalten hat, zu der Annahme führen, daß eine Phasenverschiebung der Kraftänderungen gegen die Temperaturänderungen stattfände, deren Wert sich mit der Frequenz änderte, während er doch eine solche Phasenverschiebung von meßbarer Größe nicht feststellen konnte.

Wegen der theoretischen und technischen Bedeutung des Problems, schien mir eine Neubehandlung von Interesse zu sein. Eine solche würde die Theorie des Phänomens beträchtlich verbessern und die experimentelle Untersuchung in einer von der oszillographischen Aufzeichnung unabhängigen Weise gestatten. Die ersten Ergebnisse meiner Untersuchungen bilden den Gegenstand der vorliegenden Mitteilung.

2. Es sei $f(T)$ die der absoluten Temperatur T entsprechende Gesamtemission des Drahtes; c seine mittlere Wärmekapazität (in mechanischen Einheiten) innerhalb der Grenzen, in denen seine Temperatur schwankt; a der Temperaturkoeffizient des Widerstandes innerhalb derselben Grenzen; t die Zeit; $e_0 \sin \omega t$ die an den Enden des Drahtes wirksame EMK.; ϑ die Temperatur des Drahtes, von seiner mittleren Temperatur T_m an gerechnet; r_m sein Widerstand bei der Temperatur T_m.

Dann wird offenbar

$$c\frac{dT}{dt} + f(T) = \frac{e^2 \sin^2 \omega t}{r_m(1 + a\vartheta)}$$

sein. Der Einfachheit halber wollen wir eine der von Ebeling zugrunde gelegten Hypothesen annehmen, nämlich die, daß ϑ gegenüber T_m klein sein soll, so daß es zulässig ist, nur die Größen erster Ordnung in bezug auf $\frac{\vartheta}{T_m}$ zu berücksichtigen.

Wenn wir dann $f(T_m + \vartheta)$ nach einer Taylorschen Reihe entwickeln, die mit dem zweiten Gliede abbricht, so erhalten wir:

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + ca\vartheta\frac{d\vartheta}{dt} + f(T_m) + a\vartheta f(T_m) + \vartheta f'(T_m) = \frac{e_0^2 \sin^2 \omega t}{r_m} = \frac{e_0^2}{2r_m}(1 - \cos 2\omega t).$$

Wir wollen weiter annehmen, und diese Annahme ist leicht zu rechtfertigen, daß innerhalb der festgesetzten Genauigkeitsgrenzen das zweite Glied zu vernachlässigen sei.

Wir werden nunmehr erhalten:

$$f(T_m) = \frac{e_0^2}{2r_m} = W,$$

wo W die mittlere in dem Drahte verbrauchte Arbeit bezeichnet. Setzen wir weiter

$$Q = af(T_m) + f'(T_m),$$

so wird

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + Q\vartheta = -\frac{e_0^2}{2r_m}\cos 2\omega t.$$

Die Form führt uns auf die Differentialgleichung für die Intensität eines Stromes in einem induktiven Stromkreise vom Widerstande Q und der Selbstinduktion c, an dessen Enden eine sinusförmige EMK. wirkt. Somit wird ϑ sinusförmig mit der Frequenz 2ω und einer Verzögerung φ gegenüber der Größe $-\frac{e_0^2}{2r_m}\cos 2\omega$ schwingen. Wir werden also

$$\vartheta = \Theta \cos(2\omega t - \varphi) \qquad (1)$$

setzen können, wo

$$\Theta = -\frac{e_0^2}{2r_m}\frac{\cos\varphi}{Q} \qquad (2)$$

und

$$\operatorname{tang}\varphi = \frac{2c\omega}{Q} \qquad (3)$$

ist.

Wenn im einzelnen die Emission einem dem Stefanschen ähnlichen Gesetze mit einem Exponenten β folgen würde, also:

$$f(T) = sT^\beta,$$

so würden wir erhalten:

$$\Theta = -\frac{\cos\varphi}{a + \frac{\beta}{T_m}},$$

$$\operatorname{tang}\varphi = \frac{2c\omega}{W\left(a + \frac{\beta}{T_m}\right)}.$$

Diese letzten Formeln werden mit denen von Ebeling identisch, wenn wir $a = 0$ machen. Man erkennt ohne weiteres, daß dies zu nicht zu vernachlässigenden Divergenzen führt, auch wenn man für a den Wert $^1/_{1500}$ annimmt, den Ebeling experimentell mit dem Wannerschen Pyrometer für Metallfäden bei hoher Temperatur bestimmt hat.

Wenn wir, wie in den Gleichungen (1) und (2),

das Emissionsgesetz unbestimmt lassen, so können wir bemerken, daß die Tangente des Winkels φ der Wärmekapazität des Drahtes und der Frequenz des Stromes proportional ist, während die maximale Temperaturschwankung Θ proportional $\cos\varphi$ ist.

Hieraus ergibt sich die Bedeutung der Bestimmung von φ für eine gegebene Frequenz. Diese Bestimmung läßt sich indirekt, aber sehr genau, bewerkstelligen, wenn man eine interessante Eigenschaft des Drahtes benutzt, deren Existenz uns die Theorie alsbald dartun wird.

3. Wir wollen nämlich annehmen, wir ließen an dem Drahte die Summe zweier elektromotorischer Kräfte von verschiedenen Frequenzen, ω und ω_1, wirken; diese seien $e_0 \sin \omega t$ und $e_1 \sin(\omega_1 t - \gamma)$.

Wenn wir dann auch noch

$$T = T_m + \vartheta$$

setzen, so erhalten wir unter den gleichen Voraussetzungen über die Größe von $\frac{\vartheta}{T_m}$:

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + f(T_m) + Q\vartheta = \frac{e_0^2 + e_1^2}{2r_m} - \frac{e_0^2}{2r_m}\cos 2\omega t - \frac{e_1^2}{2r_m}\cos 2(\omega_1 t - \gamma) + \frac{e_0 e_1}{r_m}\{\cos[(\omega - \omega_1)t + \gamma] - \cos[(\omega + \omega_1)t - \gamma]\}$$

und somit:

$$W = f(T_m) = \frac{e_0^2 + e_1^2}{2r_m}.$$

Wenn wir jetzt annehmen, daß

$$2\omega = \omega_1$$

sei, daß also die Frequenz der zweiten EMK. gleich der doppelten Frequenz der ersten sei, so wird:

$$c\frac{d\vartheta}{dt} + Q\vartheta = -\frac{e_0^2}{2r_m}\cos 2\omega t - \frac{e_1^2}{2r_m}\cos[4\omega t - 2\gamma] + \frac{e_0 e_1}{r_m}\{\cos(\omega t - \gamma) - \cos(3\omega t - \gamma)\}.$$

Daraus ergibt sich, daß ϑ aus vier Teilen bestehen wird, die sinusförmig mit den Perioden ω, 2ω, 3ω, 4ω schwingen. Bezeichnen wir diese Teile mit ϑ_1 bzw. ϑ_2, ϑ_3, ϑ_4, setzen wir also:

$$\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3 + \vartheta_4$$

mit den Höchstwerten Θ_1, Θ_2, Θ_3, Θ_4 und den Verzögerungen φ_1, φ_2, φ_3, φ_4, so werden wir den augenblicklichen Widerstand r des Drahtes durch

$$r = r_m[1 + a(\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3 + \vartheta_4)]$$

ausdrücken, und mithin wird, da die Größenordnung von a zu nahezu $^1/_{1500}$ gegeben ist, die Stromstärke i durch

$$i = \frac{e_0 \sin\omega t + e_1 \sin(2\omega t - \gamma)}{r_m}[1 - a(\vartheta_1 + \vartheta_2 + \vartheta_3 + \vartheta_4)]$$

gemessen werden.

Vereinigen wir das Glied $e_0 \sin\omega t$ mit ϑ_1, das sich mit derselben Frequenz ω ändert, und das Glied $e_1 \sin(2\omega t - \gamma)$ mit ϑ_2, das sich mit der Frequenz 2ω ändert, so werden wir ein System von zwei von der Zeit unabhängigen Gliedern erhalten. Obschon der Draht elektromotorischen Wechselkräften unterworfen ist, wird er somit von einem veränderlichen Strome mit einer Gleichstromkomponente durchflossen werden.

Bezeichnen wir diese Gleichstromkomponente mit I, so wird, wie leicht einzusehen,

$$I = -\frac{a}{r_m}[e_0\Theta_1 \sin(\varphi_1 + \gamma) + e_1\Theta_2 \sin(\varphi_2 - \gamma)] \quad (4)$$

sein.

Da nun

$$\Theta_1 = \frac{e_0 e_1}{r_m}\frac{\cos\varphi_1}{Q}$$

und

$$\Theta_2 = -\frac{e_0^2}{2r_m}\frac{\cos\varphi_2}{Q}$$

ist, so wird

$$I = \frac{e_0^2 e_1}{2r_m^2}\frac{a}{Q}[-2\cos\varphi_1 \sin(\varphi_1 + \gamma) + \cos\varphi_2 \sin(\varphi_2 - \gamma)] = -\frac{e_0^2 e_1}{2r_m^2}\frac{a}{Q}\left[\left(\sin 2\varphi_1 - \frac{1}{2}\sin 2\varphi_2\right)\cos\gamma + (\cos^2\varphi_2 + 2\cos^2\varphi_1)\sin\gamma\right]$$

sein, oder, wenn wir

$$A = \sin 2\varphi_1 - \frac{1}{2}\sin 2\varphi_2,$$

$$B = \cos^2\varphi_2 + 2\cos^2\varphi_1$$

setzen,

$$I = -\frac{e_0^2 e_1}{2r_m^2}\frac{a}{Q}[A\cos\gamma + B\sin\gamma]. \quad (5)$$

Weiter erhalten wir:

$$\operatorname{tang}\varphi_1 = \frac{c\omega}{Q},$$

$$\operatorname{tang}\varphi_2 = \frac{2c\omega}{Q},$$

also:

$$\operatorname{tang}\varphi_2 = 2\operatorname{tang}\varphi_1. \quad (6)$$

Bezeichnen wir daher mit I' und I'' die Gleichstromkomponenten, die den Werten 0^0 und 90^0 von γ entsprechen, also die Gleichstromkomponenten der Ströme, die man erhält, wenn die beiden wirksamen elektromotorischen Kräfte im Anfang einmal in Phase, das andere Mal um 90^0 gegeneinander verschoben sind, so wird

$$\frac{I'}{I''} = \frac{\sin 2\varphi_1 - \frac{1}{2}\sin 2\varphi_2}{2\cos^2\varphi_1 + \cos^2\varphi_2} = \frac{A}{B}$$

sein.

Setzt man nun

$$\operatorname{tang}\varphi_1 = \frac{c\omega}{Q} = K,$$

so erhält man leicht:

$$\frac{I'}{I''} = \frac{2K^3}{1+3K^2} = \frac{2\operatorname{tang}^3\varphi_1}{1+3\operatorname{tang}^2\varphi_1}.$$

Aus dem Verhältnis der beiden Gleichstromkomponenten I' und I'' werden wir somit φ_1 und demgemäß auch die Verzögerung für jede beliebige Frequenz bestimmen können, ohne daß wir das Emissionsgesetz des Drahtes, noch seine Wärmekapazität, noch seinen Temperaturkoeffizienten, noch irgendein anderes Element zu kennen brauchen.

Wir werden dann mit Hilfe der Gleichung (4) den Wert von $a\,\Theta_1$ und von $a\,\Theta_2$ ermitteln können und somit, die auch bei dem oszillographischen Verfahren erforderliche Kenntnis von a vorausgesetzt, die Grenzwerte erhalten, zwischen denen in den verschiedenen Fällen die Temperatur des Drahtes schwankt.

4. Wie aus Gleichung (5) hervorgeht, ist der Einfluß der EMK. mit doppelter Frequenz verschieden, je nachdem, ob $\gamma = 0^0$ oder $\gamma = 90^0$ ist. Ich habe unter Berücksichtigung der Gleichung (6) die Werte von A und B (denen I' und I'' proportional sind) berechnet, die den verschiedenen möglichen Werten von φ_1 entsprechen. Die Ergebnisse dienten zur Konstruktion der Kurven in der Fig. 1, von denen die eine auch die durch die Gleichung (6) ausgedrückte gegenseitige Abhängigkeit von φ_1 und φ_2 darstellt. Aus diesen Kurven ersieht man, daß B mit wachsendem φ_1 beständig bis o abnimmt, während A von o anfangend einen Höchstwert erreicht und dann wieder bis auf o abnimmt. Für kleine Werte von φ_1 (also der Wärmekapazität des Drahtes und der Frequenz der EMK.) ist B viel größer als A; das Gegenteil findet statt von einem Werte für φ_1 gleich ungefähr 57^0 ab. Man sieht also wiederum, wie das Verhältnis $\frac{I'}{I''}$, das dem Verhältnis $\frac{A}{B}$ gleich ist, ein ausgezeichnetes Mittel zur Bestimmung von φ_1 abgeben kann, die sich dabei ganz und gar auf die Messung zweier Gleichstromstärken reduziert. Man wird dazu in dem Stromkreise, in den die Lampe eingeschaltet ist, eine Wechselstromkraft von doppelter Frequenz der ursprünglichen erzeugen müssen, also die zweite Oberschwingung dieser letzteren, und zwar so, daß man ihre Anfangsphase regulieren und bestimmen kann. Bei einem Gesamtenergieverbrauch $\frac{e_0^2 + e_1^2}{2r_m}$ in der Lampe, das heißt bei einer bestimmten von dem Drahte erreichten Temperatur, wird die Gleichstromstärke, wie leicht einzusehen ist, am größten sein, wenn

$$e_0^2 = 2\,e_1^2$$

ist, also wenn die zweite Oberschwingung ein Drittel der Gesamtenergie liefert.

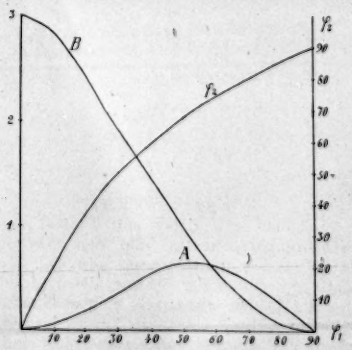


Fig. 1.

Schließlich ist zu bemerken, daß den Werten 0^0 und 90^0 von γ für die gesamte wirksame EMK. die beiden bekannten Wellenformen entsprechen, von denen die im ersten Falle gültige eine Symmetrie des positiven und des negativen Höchstwertes in bezug auf null aufweist, während bei der im zweiten Falle gültigen die eine Halbwelle tiefer eingesenkt ist als die andere. Im letztgenannten Falle wäre der Gleichrichtereffekt der Lampe auch intuitiv zu erklären; für den ersteren Fall trifft das nicht zu.

5. Als ich daran ging, Versuche gemäß dem im vorstehenden entwickelten Gedankengange auszuführen, die durch photometrische Untersuchungen über die Helligkeit des Fadens in den verschiedenen Stromphasen vervollständigt werden sollen, wollte ich vor allen Dingen auf direktem Wege das eigentümliche Verhalten feststellen, das die Theorie voraussagt, nämlich daß der von zwei Wechselströmen, deren einer die doppelte Periode des anderen hat, durchflossene Faden als teilweiser Stromgleichrichter wirken soll, somit also (meines Wissens wenigstens) das erste Beispiel für die Herstellung von Gleichstrom mit Hilfe von Wechselstromkräften in einem rein metallischen Stromkreise bilden würde.

Der Versuch hat nun die Voraussage durchaus bestätigt. Es war natürlich nicht möglich, die Wechselstromkraft des städtischen Netzes zu benutzen und das etwaige Vorhandensein der zweiten Oberschwingung in ihr auszunutzen, denn die Kurve der EMK. ist gewöhnlich symmetrisch, und es fehlt somit die zweite Partialschwingung und im allgemeinen sämtliche geradzahligen. Um meinen Zweck auf die einfachste Weise zu erreichen, habe ich folgende Schaltung angewendet:

Der städtische Wechselstrom (42 Perioden, 105 Volt) durchfließt eine fünfzigkerzige Lampe Z (Fig. 2) und geht durch eine Spule B, in die

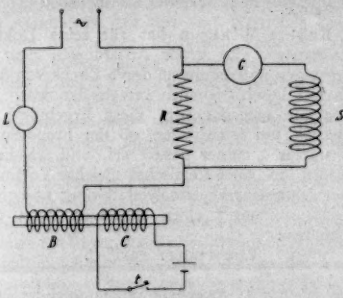


Fig. 2.

ein langes Bündel von Eisendrähten eingeführt ist. Darauf gabelt er sich in einen induktionsfreien Widerstand R und einen Stromkreis, der aus einer sehr großen Selbstinduktion S (der Sekundärspule eines kleinen Ruhmkorffschen Induktoriums) und einem Gleichstromgalvanometer (Typus Deprez-d'Arsonval, von Hartmann & Braun) besteht. Bei dieser Schaltung wird das Galvanometer infolge der großen Impedanz von S von einem sehr schwachen Wechselstrom durchflossen, der das System fast in Ruhe läßt, zumal wenn es einigermaßen schwer ist; es bleiben nur ganz geringe Schwankungen um die Nullage zurück. Die Gegenwart einer schwachen Gleichstromkomponente im Strome, für welche die hohe Selbstinduktion von S kein Hindernis mehr bildet, sondern nur der Ohmsche Widerstand von S, muß sich alsbald durch eine dauernde Ablenkung des Galvanometers zu erkennen geben. Eine solche beobachtet man denn auch deutlich, sobald im Stromkreise die, für gewöhnlich fehlende, zweite Oberschwingung der Grundschwingung erzeugt wird. Zu diesem Zwecke braucht man nur mittels des Tasters t einen Gleichstrom durch die kleine Spule C zu schicken, die das andere Ende des Eisendrahtbündels umgibt. In der Tat werden dadurch die Magnetisierungszyklen des Eisens unsymmetrisch, und dadurch entsteht eine Dissymmetrie der an den Klemmen der Lampe wirkenden EMK., eine Dissymmetrie, die naturgemäß in einem Stromkreise mit konstantem Widerstande keine Gleichstromkomponente erzeugen würde. Unter den Bedingungen, die ich verwirklicht hatte, war allerdings die zweite Oberschwingung, die ich in die städtische EMK. einführte, nur sehr schwach, aber immerhin betrug die durch den ganzen Stromkreis fließende Gleichstromkomponente ungefähr 1 Milliampere bei einer Wechselstromstärke von ungefähr 500 Milliampere. Sie war daher leicht wahrnehmbar und meßbar und blieb noch meßbar, als ich die kleine Metallfadenlampe durch eine Kohlefadenlampe ersetzte, welche dieselbe elektrische Energie zu verbrauchen imstande war. In diesem Falle war indessen der Ausschlag des Galvanometers nach der anderen Seite gerichtet und auf den zehnten Teil verringert. Auch ohne daß man mit Hilfe des Tasters t den Gleichstrom in C schließt, erhält man zuweilen inkonstante Ausschläge am Galvanometer; diese rühren offenbar von gelegentlichen Dissymmetrien her, die an den beiden Halbwellen der städtischen EMK. durch besondere in dem Netze angeordnete Abnahmestellen, wie beispielsweise durch die Bogenlampen, entstehen.

Hiermit ist die von der Theorie vorausgesagte Eigenschaft bewiesen. Die erheblichen Wirkungen, die ich erhalten habe, und die bei Steigerung der Amplitude der zweiten Oberschwingung sehr verstärkt werden können, lassen hoffen, daß die Untersuchung, deren Plan ich in dieser Mitteilung auseinandergesetzt habe, zu Ergebnissen führen wird, die des Interesses nicht entbehren werden.

(Nach Lincei Rend. (5) **19** (1), 133—141, 1909, aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 16. März 1910.)

Über die Pulfrichsche Beziehung zwischen der Volumenkontraktion und dem Brechungsvermögen von Flüssigkeitsgemischen.

(Sur la relation de Pulfrich, entre la contraction du volume et le pouvoir réfringent des mélanges liquides.)

Von Edm. van Aubel.

Wir wollen ein Gemisch von zwei Flüssigkeiten betrachten. Wir bezeichnen:

mit p_1 die Gewichtsmenge der einen Flüssigkeit, die in das Gemisch eingeht,

„ p_2 die Gewichtsmenge der anderen Flüssigkeit,

mit D_1 die Dichte der ersten Flüssigkeit,
„ D_2 die Dichte der zweiten Flüssigkeit,
„ $v_1 = \frac{p_1}{D_1}$ das Volumen, das die erste Flüssigkeit für sich allein einnehmen würde,
„ $v_2 = \frac{p_2}{D_2}$ das entsprechende Volumen für die zweite Flüssigkeit,
„ D die beobachtete Dichte des Gemisches (wie sie sich aus der Kontraktion oder der Dilatation der Volumina ergibt),
„ D_v die Dichte, welche das Gemisch haben würde, wenn es sich ohne Volumenänderung bilden würde.

Wir erhalten dann die folgenden Beziehungen, in denen C die gesamte Volumenänderung und c die auf die Volumeneinheit bezogene Kontraktion oder Dilatation bezeichnet:

$$D_v = D_1 + (D_2 - D_1)\frac{v_2}{v_1 + v_2}, \qquad (1)$$

$$C = (v_1 + v_2)\left[1 - \frac{D_v}{D}\right],$$

$$c = \frac{C}{v_1 + v_2} = \frac{D - D_v}{D}. \qquad (2)$$

Andererseits sei $R = n - 1$ das Brechungsvermögen, wo n der Brechungsindex sei, und zwar wollen wir die Größen R und n, die für die eine und die andere der beiden das Gemisch bildenden Flüssigkeiten gelten, mit den Indizes 1 bzw. 2 bezeichnen. Dann werden wir für die Brechungsvermögen die folgende, der Gleichung (1) analoge Beziehung erhalten:

$$R_v = R_1 + (R_2 - R_1)\frac{v_2}{v_1 + v_2}. \qquad (3)$$

R_v bedeutet das Brechungsvermögen, das man für das Gemisch erhalten würde, wenn sich dieses ohne Volumenänderung bilden würde. Unter Zugrundelegung dieser Bezeichnungsweise wollen wir als „Kontraktion des Brechungsvermögens" den der Größe c in der Gleichung (2) analogen Ausdruck $\frac{R - R_v}{R}$ bezeichnen.

Pulfrich[1]) hat gezeigt, daß man schreiben kann:

$$\frac{R - R_v}{R} = q\frac{D - D_v}{D} = q \cdot c. \qquad (4)$$

Der Proportionalitätsfaktor q ist für die Gemische zweier bestimmter Flüssigkeiten in verschiedenen Verhältnissen praktisch konstant und immer positiv. Diese Pulfrichsche Beziehung bildete den Gegenstand der Untersuchungen von Buchkremer, von Schütt, von Chénevеau und besonders von V. F. Heß[1]). Der letztgenannte Physiker hat bewiesen, daß die Formel (4) gilt, einerlei welchen Ausdruck man für das Brechungsvermögen R wählt, ob

$$R = n - 1,$$

$$R = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2}$$

oder

$$R = n^2 - 1,$$

und daß der Proportionalitätsfaktor q sich mit der Temperatur und der Wellenlänge wenig ändert. q wäre danach eine für die Gemische zweier gegebener Flüssigkeiten charakteristische Konstante.

Robert Wintgen hat für seine Doktordissertation[2]) eine große Anzahl sehr genauer Messungen unternommen, deren Zweck von dem uns hier beschäftigenden verschieden war. Ich habe mir vorgenommen, diese Ergebnisse zu benutzen, um festzustellen, ob der Proportionalitätsfaktor q immer positiv sei, und ich habe für den Fall eines Gemisches gleicher Volumina einer Ammoniumheptamolybdatlösung und einer Weinsäurelösung[3]) einen negativen Wert von q erhalten:

Temperatur: 25,0° C.

a) Lösung **1**: Ammoniumheptamolybdat in Wasser.

P_1 = Anzahl der in v_1 cm³ der Lösung **1** gelöst enthaltenen Gramme der Substanz = 200,00;
v_1 = 1000 cm³ der Lösung **1**;
D_1 = Dichte der Lösung **1** = 1,13560;
n_1 = 1,36519[4]),
folglich $R_1 = n_1 - 1 = 0{,}36519$.

b) Lösung **2**: Weinsäure in Wasser.

P_2 = Anzahl der in v_2 cm³ der Lösung **2** gelöst enthaltenen Gramme der Substanz = 200;
v_2 = 1000 cm³ der Lösung **2**;
D_2 = 1,08440;
n_2 = 1,35626,
folglich $R_2 = n_2 - 1 = 0{,}35626$.

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **4**, 561, 1889

1) Ann. d. Phys. (4) **27**, 589, 1908. — Siehe auch: Doroszewsky und Dworzantschyk, Zeitschr. f. phys. Chem. **68**, 43, 1909.

2) Robert Wintgen, Über den Einfluß der Komplexbildung auf Raumerfüllung und Lichtbrechung in wäßrigen Lösungen von Salzen und Säuren. Inaug.-Diss., Bonn, Juli 1908.

3) Robert Wintgen, a. a. O., S. 50.

4) Für die D-Linie des Natriums.

c) Man mischt die Lösungen 1 und 2 und findet folgende Ergebnisse:

$D_v = 1{,}11000$, nach Formel (1) berechnet;
$D = 1{,}10927$, als aus den Messungen sich ergebenden Wert;
$R_v = 0{,}36072$, mit Hilfe der Formel (3) berechnet;
$R = 0{,}36229$, als aus den Messungen sich ergebenden Wert.

Man erhält somit

$$D < D_v$$

und

$$R > R_v,$$

die Größe q ist also negativ.

Die beobachteten Abweichungen überschreiten bei weitem die bei den von Wintgen ausgeführten Messungen möglichen Fehler[1]). Dies ist der einzige bislang angegebene Fall, wo der Faktor q negativ ist. Es wird interessant sein, Gemische derselben Lösungen in anderen Mengenverhältnissen zu untersuchen; das soll den Gegenstand meiner weiteren Untersuchungen bilden.

Wir bemerken, daß sich in dem betrachteten Gemische eine komplexe Verbindung bildet, wie es Gernez durch polarimetrische Untersuchungen gezeigt hat[2]); ich habe aber die hier angegebene Eigentümlichkeit bei anderen von Wintgen untersuchten Flüssigkeiten, die gleichfalls zu komplexen Verbindungen führen, nicht gefunden. Beispielsweise ergibt ein Gemisch aus einer Quecksilberchloridlösung und einer Kaliumjodidlösung:

$$D = 1{,}02469;$$
$$D_v = 1{,}02439;$$
$$R = 0{,}33733;$$
$$R_v = 0{,}33682;$$

das bedeutet einen positiven Wert von q.

1) Robert Wintgen, a. a. O., S. 26 und 28.
2) Journ. de phys. (2) **6**, 383, 1887. — Siehe auch: Quinet, Journ. de phys. (4) **8**, 278, 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 8. März 1910.)

Selenzelle mit erhöhter Ausnutzung des Lichtes.

Von J. W. Giltay.

Der unter obigem Titel von Herrn Gripenberg in dieser Zeitschr. **11**, 132, 1910 gegebene Konstruktionsgedanke wird nach meiner Ansicht schwerlich zur Erlangung recht empfindlicher Selenzellen leiten, und zwar aus zwei Gründen:

Erstens trifft das Licht die Selenoberfläche unter einem spitzen Winkel.

Zweitens — und das ist nach meiner Meinung ein weit größerer Nachteil — ist der von der glänzenden Selenoberfläche reflektierte Teil des Lichtes für die Rolle, den Widerstand des Selens zu ermäßigen, gänzlich verloren.

Um eine Widerstandsänderung in dem Selen hervorzubringen, wird das Licht in die Selenmasse — wenn auch nur wenig tief — eindringen müssen. Das vom Selen reflektierte Licht wird daher für den gewünschten Effekt gänzlich verloren sein: je mehr das Selen glänzt, desto geringer wird der elektrische Lichteffekt sein.

Das „hohe Reflexionsvermögen des kristallinischen Selens" existiert übrigens nur dann, wenn das Selen auf einer Glasplatte geschmolzen und kristallisiert ist. Nach meiner Erfahrung zeigen solche Zellen immer eine sehr geringe Empfindlichkeit. Ob das nun ausschließlich an der oben erwähnten Reflexion des Lichtes liegt, oder ob vielleicht auf einer polierten Glasplatte keine zur Lichtempfindlichkeit gehörende Kristallisation stattfindet, hatte ich noch keine Gelegenheit zu untersuchen. Man würde dazu eine gewöhnliche Shelford-Bidwellsche Zelle fertigen können, von einer auf dem Selen geschmolzenen Glasplatte bedeckt. Nach der Kristallisation soll dann die Glasplatte entfernt werden, ohne die glatte Selenoberfläche zu beschädigen, und dann die Lichtempfindlichkeit gemessen werden. Darauf wird die Selenoberfläche durch den Sandstrahl mattiert und die Empfindlichkeit nochmals gemessen. Der Unterschied zwischen beiden Empfindlichkeiten zeigt dann den schädlichen Einfluß der Lichtreflexion.

Die von Herrn Gripenberg beschriebene Zelle hatte einen sehr geringen Dunkelwiderstand, was für manche Zwecke ein großer Vorteil ist. Dies kann in zwei Ursachen seinen Grund haben:

1. durch die Feinheit des Gitters, wodurch der Strom einen nur sehr kurzen Weg durch das Selen zurückzulegen hat,

2. durch den geringen spezifischen Widerstand des Selens.

Wenn das sub 2 genannte auch zur Erzielung des geringen Zellenwiderstandes mitwirkt, so ist das ein entschiedener Nachteil, da das Selen nur dann eine bedeutende Empfindlichkeit zeigt, wenn sein spezifischer Widerstand sehr groß ist.

Die Empfindlichkeit der von Herrn Gripenberg beschriebenen Zelle ist übrigens eine sehr geringe. Bei Belichtung von 20000 Lux fällt der Widerstand von 30 auf 6; einfachheitshalber wollen wir sagen, die Empfindlichkeit für

20000 Lux war 5. Zwei Bidwellsche Zellen, die ich voriges Jahr für die Firma Newton & Co. in London fertigte, hatten Dunkelwiderstände von bzw. 200000 und 770000 Ohm. Die Empfindlichkeit dieser Zellen für 40,5 Lux (eine 16 Kerzenlampe auf 2 Fuß Distanz) war bzw. 11,8 und 26.

Delft, Holland, 4. März 1910.

(Eingegangen 8. März 1910.)

Zum Problem des elektrischen Fernsehens

Von W. S. Gripenberg.

Die Konstruktion von Fernsehern, in welchen das Bild Punkt für Punkt überführt und auf einen Schirm projiziert wird, wurde bis jetzt immer unter der Voraussetzung ausgeführt, daß das Bild in $^1/_5$ Sekunde dem Auge sichtbar gemacht werden muß. Wenn es möglich wäre, das Bild während einer gewissen Zeit auf dem Schirme zu fixieren oder festzuhalten, dann könnte die Überführungszeit erheblich verlängert werden, und damit würde eine annehmbare Lösung des Problems erheblich näher rücken.

Ein Mittel hierzu bilden die phosphoreszierenden Stoffe, welche nach Aufhören der erregenden Strahlung noch einige Zeit nachleuchten.

Als naheliegende Substanz könnte erwähnt werden: Balmainsche Leuchtfarbe, von einer gewöhnlichen Lichtquelle belichtet, deren sichtbare Strahlen durch Jodschwefelkohlenstoff oder Nigrosin-Chloroform abfiltriert sind.

Helsingfors, 24. Februar 1910.

(Eingegangen 28. Februar 1910.)

Über gekoppelte Oszillatoren.

Von C. Fischer.

Eine kürzlich in dieser Zeitschrift erschienene Arbeit von J. Kaiser[1]) untersucht zwei fest gekoppelte Oszillatoren, von denen der eine offen, der andere geschlossen ist. Analoge Versuche für zwei geschlossene Kreise sind von mir früher veröffentlicht worden. Kaiser weist nach, daß die für geschlossene Kreise gefundenen Resultate auf den Fall, wo ein offenes mit einem geschlossenen System gekoppelt ist, übertragen werden dürfen, was die Übereinstimmung der Wechselzahlen der Koppelungswellen mit der Theorie und die Abweichung der Dekremente von den theoretisch geforderten Werten betrifft.

Der von Kaiser aufgestellte Unterschied in den Resultaten beider Arbeiten dürfte dagegen auf einem Irrtum beruhen. Kaiser sagt: „Dagegen kommt Fischer in bezug auf die Amplituden zu einem anderen Ergebnis, denn nach seinen Beobachtungen steigt der Stromeffekt im Sekundärkreise mit wachsender Koppelung sehr schnell an und erreicht bei einer ziemlich kleinen Koppelung einen Wert, über den hinaus er nur noch wenig anwächst, wenn die Koppelung immer fester wird".

Es scheint hier eine Verwechslung vorzuliegen zwischen dem Stromeffekt ($i^2_{II}\,eff$) im Sekundärkreise (Antenne) und dem Effekt ($i^2_{m_1}\,eff$ und $i^2_{m_2}\,eff$) in dem Meßkreis. Der erste Effekt ($i_{II}{}^2\,eff$), auf den sich obiger Satz bezieht, ist meines Wissens nicht von Kaiser gemessen worden. Seine Kurven für β_1 und β_2 sind vielmehr mit meinen Messungen über den „Effekt in einem mit dem Sekundärkreise extrem lose gekoppelten dritten Kreise" zu vergleichen. In dem Bereiche, in welchem hier die Resultate der beiden Arbeiten verglichen werden dürfen, besteht eine qualitativ völlige Übereinstimmung, was den ersten Aufbau (System A) meiner Arbeit betrifft. Denn

1. von einer Koppelung an, bei der schon beide Koppelungswellen gut zu trennen sind, nimmt die Intensität der kurzen Welle beständig zu und die der langen Welle ab.

2. Im selben Bereich ist die Intensität der kürzeren Welle stets größer als die der langen Welle.

Für mein zweites System (B) fand ich dagegen, daß beide Sätze erst von einer viel festeren Koppelung an Gültigkeit haben.

Die Nutzanwendung, die Kaiser aus seinen diesbezüglichen Kurven für die drahtlose Telegraphie zieht, daß feste Koppelung stets der losen vorzuziehen sei, ist insofern unbegründet, als seine Messungen ausdrücklich nur von einer Koppelung von 0,06 an gelten. Daß noch bei geringerer Koppelung, wo die beiden Wellen nur schwer zu trennen sind, ein sehr ausgesprochenes Maximum des Effekts liegt, scheint ihm entgangen zu sein. Daß dieses Maximum auch für den Fall der Koppelung eines offenen mit einem geschlossenen Oszillator tatsächlich vorhanden ist, habe ich für verschiedene Systeme nachgeprüft.

(Eingegangen 22. März 1910.)

1) Diese Zeitschr. **10**, 886, 1909.

Westwanderung seismischer und vulkanischer Aktivität.

Zweite Bemerkung von Wilhelm Krebs[1]).

Zu dieser Frage hat sich Herr Ansel[2]) geäußert, teilweise mit Einwänden, die auf der

1) Erste Bemerkung: diese Zeitschr. **11**, 134, 1910.
2) Diese Zeitschr. **11**, 135, 1910.

nautischen Literatur beruhen, mich aber erkennen lassen, daß meine eigenen früheren Darlegungen nicht in dem Grade zugänglich sind, wie ich angenommen hatte. Dem aus dem Segelhandbuch für den Atlantischen Ozean entnommenen Einwande einer Verlegung der atlantischen Seewege generell nach Westen, setze ich aus meiner früher von mir zitierten Veröffentlichung im „Weltall" vom 15. Oktober 1906 die chronologische Tabelle der durchschnittlichen Kreuzungslängen der Linie für ausreisende Segelschiffe entgegen.

Autor	Jahr des Vorschlags	Jährliches Gesamtmittel	
Maury	1848	Westl. Länge	29,5°
de Kerhallet	1853	„ „	25,5°
v. Neumayer	1864	„ „	25,0°
Toynbee	1876	„ „	27,0°
Niederl. Meteor. Institut	1877	„ „	24,0°
Deutsche Seewarte	1902	„ „	25,0°
Allgemeiner Brauch vor	1848	„ „	23,0°

Die Verlegung nach Westen, die auf Anregung des amerikanischen Hydrographen Maury seit 1848 allmählich in Aufnahme kam, galt nur für solche ausgehende Schiffe. Sie wurde nur bis 1876 amtlich befürwortet. Von 1877 an wurde, besonders auch von der Deutschen Seewarte, deren damaliger Leiter, Professor Neumayer, schon im Jahre 1864 diese Meinung geäußert hatte, die Kreuzung ungefähr auf die alte, östliche Route zurückverlegt. Von einer allgemeinen Verlegung, auch der Heimreisen der Segler und der Dampferreisen, nach Westen kann unter keinen Umständen die Rede sein.

Im übrigen verweise ich nochmals auf meine Diskussion dieser Schiffahrtsstatistiken in derselben Arbeit.

In bezug auf die übrigen Darlegungen des Herrn Ansel möchte ich den Hinweis nicht unterdrücken, daß die von ihm durchgeführten Beispiele für 1900 und 3800 Jahre ungefähr die doppelte und die vierfache Rotation der Wehnerschen Periode[1]) von 952 Jahren betreffen. Ihr Einschlagen, jedenfalls bei Westwanderung, spricht demnach für diesen Vorgang, nicht gegen ihn.

Die aus Herrn Ansels Diagrammen hervorgehende dichtere Scharung nach diesen mehrfachen Rotationen scheint eine neue Bestätigung beizubringen für die von mir vertretene Meinung, daß es sich um einen Schwingungsvorgang an der Grenzfläche zweier beweglichen Medien (Metallkern und Steinmantel in Gasform) als eigentliches Agens handelt.

1) Diese Zeitschr. 10, 962, 1909.

(Eingegangen 5. März 1910.)

REFERATE.

Bericht über neue Apparate auf der Ausstellung der Société française de Physique.

Von T. Saphores.

Die Ausstellung der Société française de Physique fand am 31. März und 1. April in Paris statt.

Da es unmöglich ist, alle die ausgestellten Apparate zu beschreiben, seien hier nur diejenigen angeführt, die bei den früheren Ausstellungen nicht zu sehen waren.

A. Elektrizität.

1. Technische Meßinstrumente.

In der sehr interessanten Ausstellung der Firma Carpentier bemerken wir:

Ein Amperemeter für Ströme von hoher Frequenz und großer Intensität, bei dem es gelungen ist, die störenden Einflüsse der Selbstinduktion zu beseitigen.

Eine ganze Serie von Apparaten, die nach einem kürzlich von Kommandant Ferrier angegebenen Prinzip für die Ausstellung konstruiert wurden. Auf einer Skalenscheibe, aber um verschiedene Punkte, drehen sich die Zeiger zweier verschiedener Apparate, z. B. eines Amperemeters und eines Voltmeters. Das Voltmeter gibt die Spannungsdifferenz an den Enden eines Stromkreises an, das Amperemeter die Stromstärke in demselben Kreise. Die zwei Zeiger, die dicht übereinander gelagert sind, durchkreuzen sich in einem bestimmten Punkte. Wenn man bei gleichbleibender Leistung des Stromkreises Strom und Spannung variiert, so verschiebt sich der Kreuzungspunkt auf einer gewissen Kurve, die für die betreffende Leistung charakteristisch ist. Wiederholt man dasselbe Verfahren für andere Werte der Leistung, so erhält man auf der Scheibe ein ganzes Netz von Kurven, von welchen jede einer bestimmten Leistung entspricht. Um nun eine Leistung zu messen, braucht man nur den Apparat an den betreffenden Stromkreis anzuschließen und nachzusehen, auf welche oder zwischen welche Kurven der Kreuzungspunkt der zwei Zeiger fällt.

So ausgeführt, arbeitet der Apparat als Wattmeter. Derselbe Apparat kann aber auch als Widerstandsmesser benutzt werden, wenn

man auf der Skalenscheibe, gerade wie oben, ein Netz von Kurven gleichen Widerstandes aufzeichnet.

Nach demselben Prinzip werden auch Frequenzmesser für Wechselströme und Wellenmesser für die Telegraphie ohne Draht konstruiert.

Der Vorzug dieser Apparate gegenüber den gewöhnlichen Apparaten zu demselben Zweck mit einem Zeiger ist der, daß durch Nebenschlüsse im Amperemeterteil oder durch Veränderung im Voltmeterteil ihre Empfindlichkeit in sehr großen Grenzen variiert werden kann.

Die Firma Carpentier stellte außerdem einen ebenfalls neuen Apparat von L. Joly aus, mit welchem das Verhältnis zweier Stromstärken gemessen werden kann und welcher den Namen „Logometer" führt. Dieser Apparat besteht 1. aus einem beweglichen Teil (Fig. 1): zwei

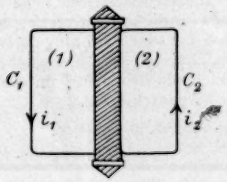


Fig. 1.

identische, aus Leitungsdraht gebogene Rechtecke, die, einander gegenüber, in einer Ebene an derselben Achse befestigt sind; im stromlosen Zustand wirkt hierauf keine Drehkraft ein; 2. aus einem festen Teile, der zusammengesetzt ist aus einem Magneten A und einem zylindrischen Eisenkern zur Verteilung des Kraftlinienflusses (Fig. 2). Dieser Kern ist in dem freien

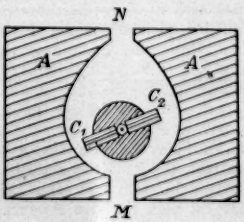


Fig. 2.

Raume zwischen den Polen exzentrisch angebracht; das Magnetfeld nimmt also von M bis N allmählich ab. Wenn zwei Ströme i_1 und i_2 die Rechtecke c_1 und c_2 in entgegengesetztem Sinne durchfließen, so wird dann Gleichgewicht sein, wenn

$$i_1 H_1 = i_2 H_2 \quad \text{oder} \quad \frac{i_1}{i_2} = \frac{H_2}{H_1}$$

ist, wo H_1 und H_2 das Magnetfeld in dem Punkte bedeutet, wo sich eben die Leiter c_1 und c_2 befinden. Die Skala kann so eingeteilt werden, daß man direkt das Verhältnis $\frac{i_1}{i_2}$ ablesen kann.

Da die Messung des Verhältnisses zweier Widerstände stets auf die Messung des Verhältnisses zweier Stromstärken zurückgeführt werden kann, so kann dieses Logometer mit Hinzufügung eines bekannten Widerstandes auch als Widerstandsmesser gebraucht werden.

Ein wichtiger Vorteil des Instrumentes ist der, daß die Teilung der Skala nur von der Anordnung des Eisenkernes abhängt, daher von dem Konstrukteur nach Belieben gewählt werden kann. Bei dem ausgestellten Apparat ging der Meßbereich von 100 Ω bis 1 Meg/Ohm.

Die hauptsächlichen von Richard ausgestellten Apparate waren:

Ein Registriergalvanometer mit Papier ohne Ende. Bei genügender Geschwindigkeit des Papiers gestattet diese Anordnung an den Kurven Details zu erkennen, die bei den gewöhnlichen Registrierarbeiten nicht wahrnehmbar sind.

Ein Registriergalvanometer mit zweierlei Empfindlichkeit, das auf dem folgenden Prinzip beruht: wenn die Ablenkung des Zeigers einen bestimmten Wert erreicht, so wird der Widerstand der Aufhängung automatisch vergrößert und dadurch die Empfindlichkeit verringert.

Bei Chauvin et Arnoux bemerken wir:

Ein thermisches Amperemeter zur Messung von schwachen Wechselströmen: der zu messende Strom fließt durch einen Draht, welcher ein Thermoelement erwärmt, das an ein sehr empfindliches Galvanometer angeschlossen ist. Bei Strömen von hoher Frequenz werden die Wirkungen der Reaktanz dadurch beseitigt, daß man einen geradlinigen Heizdraht benutzt.

Ein sehr kräftiges Galvanometer Desprez d'Arsonval, das bei 1 m Skalenabstand für 10^{-9} Ampere einen Ausschlag von 1 mm gibt. Dieser Apparat ist so eingerichtet, daß er entweder mit einer tragbaren Skala in 30 cm Entfernung benutzt werden kann, oder mit einem Ablesefernrohr oder mit einer gewöhnlichen Skala.

Ein Photometer, mit welchem man sowohl die Lichtintensität wie auch den Stromverbrauch zweier Glühlampen vergleichen kann. Die von

den zwei Lichtquellen erleuchteten Flächen sehen aus wie zwei konzentrische Ellipsen. Eine der Lichtquellen ist fest, die andere durch einen Auszug beweglich. Nach Einstellen des Apparates kann man an einem Zeiger direkt das Verhältnis der Lichtintensitäten ablesen. Zwei Amperemeter zeigen den Stromverbrauch an. Das Ganze ist tragbar.

In der Ausstellung von Hartmann & Braun (Richard Heller) sind zwei sehr interessante Apparate zu vermerken:

Ein tragbares Photometer, welches dazu dient, die Intensitäten, den Stromverbrauch und die Spannung des Stromes zu messen. Eine sehr sinnreiche Anordnung gestattet es, die Intensität zu messen, ohne die Lampen zu verschieben. Zwei senkrechte, unter einem Winkel zusammenstoßende Platten zerstreuen das Licht der beiden Lichtquellen; die eine Platte ist fest, die andere so drehbar, daß dieser Winkel geändert werden kann, dadurch können die einfallenden Strahlen so reguliert werden, daß die zwei Flecke gleiche Helligkeit zeigen; dann ist das Intensitätsverhältnis der zwei Lichtquellen gleich dem Verhältnis der Kosinus der Einfallswinkel. An der beweglichen Scheibe ist ein Zeiger befestigt, der an einer Skala direkt das Verhältnis der Lichtintensitäten anzeigt. Der Apparat nimmt wenig Platz ein und wiegt nur ungefähr 5 kg.

Der andere Apparat ist ein elektrolytischer Zähler: der „Stia"-Zähler. Dieser äußerst einfache Apparat besteht im wesentlichen aus einem luftdicht verschlossenen Gefäße, das eine Lösung von Quecksilbersalzen und zwei Elektroden enthält: die eine aus Quecksilber (Anode), die andere aus einem Iridiumblättchen. Wenn ein Strom durch den Apparat fließt, wird auf der Iridiumkathode Quecksilber niedergeschlagen. Die ausgeschiedenen Quecksilbertröpfchen fallen in ein graduiertes Glasrohr, das unter der Elektrode angebracht ist. Die Höhe des Quecksilbers im Rohr ist direkt ein Maß für die Elektrizitätsmenge, die durch den Stromkreis geflossen ist, und der Apparat wird genau wie ein Thermometer oder ein Barometer abgelesen. Um den Apparat, wenn nötig, auf den Nullpunkt zurückzubringen, genügt es, ihn umzudrehen, dann vereinigt sich das Quecksilber aus dem Rohr wieder mit dem Quecksilber der Anode. Was diesen Apparat von anderen elektrolytischen Zählern unterscheidet, ist, daß keine Zersetzung der Flüssigkeit und keine Abnutzung der Elektroden eintritt. Der Fabrikant garantiert für drei Jahre eine Genauigkeit von ungefähr 3 Proz.

Bevor wir die Meßinstrumente verlassen, wollen wir noch folgende nennen:

Bei Siemens & Halske ein Magnetinstrument zur Messung von Isolationswiderständen und ein Wattmeter mit Nebenschlüssen, das sich von den älteren Modellen durch ein kleines Volumen und einen großen Meßbereich unterscheidet.

Bei der Compagnie des Compteurs ein sehr stabiler selbstregistrierender Frequenzmesser.

2. Laboratoriumsapparate.

Unter den elektrischen Laboratoriumsapparaten bemerken wir:

Eine elektrostatische Wage zur Messung des spezifischen Induktionsvermögens von Maldès, ein Quadrantelektrometer von demselben; beide ausgeführt von Pellin.

Bei der Firma Thurneyssen ein tragbares Elektroskop zur Messung der Radioaktivität, angegeben von M. Hurmuzescu; ein Apparat von J. Danne zur Auffindung und Bestimmung von kleinen Mengen Radiumemanation oder Radiumsalzen in festen, flüssigen oder gasförmigen Stoffen.

Die Société Centrale des Produits chimiques stellte einen Apparat aus zur Messung starker Aktivitäten, erzeugt durch die durchdringenden γ-Strahlen, auch benutzbar zur Bestimmung des Radiumgehaltes. Alle andern Strahlen, mit Ausnahme der gewünschten, sind in dem Apparate durch eine 6 mm dicke Bleiplatte abgeschirmt. Was die Radiumbestimmung angeht, so zeigt die Erfahrung, daß die Intensität der durchgehenden Strahlen proportional der vorhandenen Radiummenge ist. Der Meßbereich des Apparates ist ziemlich groß; man kann 0,5 bis 200 Milligramm Radiumchlorid messen.

In derselben Abteilung ist ein Apparat von Chèneveau zu sehen, der dazu dient, Magnetfelder von einigen Hundert bis einigen Tausend Gauß zu messen; er beruht auf der Niveauveränderung, die in einem V-förmig gebogenen, mit einer Flüssigkeit gefüllten Rohre eintritt, wenn der eine von den zwei Schenkeln, welche verschiedenen Querschnitt haben, in ein Magnetfeld eingeführt wird. Diese durch ein sehr sinnreiches Verfahren noch verstärkten Niveauveränderungen werden mit Mikroskop abgelesen. Der Apparat ist auch bei Wechselfeldern verwendbar.

3. Elektrische Beleuchtung; Anwendungen der Elektrizität.

Unter den Apparaten für Beleuchtungszwecke begnügen wir uns die folgenden anzugeben: die automatischen Regulatoren, System Routin, hergestellt von der Société des Téléphones, und die polarisierten Differential-Sicherheitsschalter Gabreau. Eine Anzahl Bogenlampen ohne Mechanismus, darunter die Lampe Astra (Cibié), Conta (Piccard) usw.

Die Quecksilberdampflampen finden immer mehr Verbreitung als Erzeuger von ultravioletten Strahlen; es seien hier zwei Modelle von Pouleue genannt: eine Quecksilberlampe aus Quarz mit verbesserter Zündung und eine andere, ebenfalls aus Quarz, bei welcher das Quecksilber durch ein Amalgam ersetzt ist. Dieses Amalgam besteht aus 60 Proz. *Hg*, 20 Proz. *Pb*, 20 Proz. *Bi*, $^1/_2$ Proz. *Zn*, $^1/_2$ Proz. *Cd*. Die Lampe funktioniert genau wie die gewöhnlichen Lampen, aber gibt ein Spektrum, das viel reicher ist an ultravioletten Strahlen.

Es sind auch ganze Sterilisationsapparate mit Verwendung von Quecksilberdampflampen zu erwähnen, darunter einer von Dr. Nogier. Dieser Apparat arbeitet mit einer einzigen Lampe, ist bequem zu handhaben, da er keine Überwachung braucht, und kann, obwohl er einen sehr kleinen Rauminhalt hat (1 Liter), 15 Liter vollkommen sterilisiertes Wasser in der Minute liefern.

B. Verschiedenes.

Außer den elektrischen Apparaten ist bei Pellin noch zu nennen: ein Refraktionsgoniometer mit Autokollimator von Chèneveau, ein Mikroskop von Lechatelin, ein Trommelregistrierapparat von Coste zur Untersuchung der kritischen Punkte.

Bei Gaumont eine Anordnung zur Synchronisierung für Kinematographen und Phonographen.

Bei Calmels ein Album von Absorptionsspektren für 130 Anilinfarben von C. E. Kennert Mees. Diese Spektren beziehen sich auf $^1/_3$ mm bis 5 mm Dicke für verschiedene Konzentrationen.

Bei Gebrüder Picard ein Quecksilbermikrometer, mit dem noch $^1/_{1000}$ mm gemessen werden kann.

Bei Collot eine Präzisionswage, die kürzlich in der Académie des sciences vorgeführt wurde.

Bei Gebrüder Richard ein registrierender Niveaumesser, ein Regenmesser, ein Niveauübertrager und extra leichte Meßinstrumente aus Aluminium (Barometer, Manometer, Kinemometer) für die Luftschiffahrt.

Bei Goisot ein Laboratoriumsofen, durch elektrischen Widerstand bis zu 700°—800° heizbar.

Bei Berlemont eine Quecksilberluftpumpe von M. Moulin, die auf einem ganz neuen Prinzip beruht und mit der man auch in ziemlich großen Gefäßen rasch ein hohes Vakuum herstellen kann.

Schließlich seien noch zwei neue optische Apparate von Ch. Féry angeführt. Der erste ist ein Spektrograph, der sich von den übrigen durch seine große Einfachheit unterscheidet. Er hat nur ein Quarzprisma mit einer konkaven und einer konvexen Seite; die hintere konvexe Seite ist versilbert und wirkt als Spiegel; durch sie wird das Bild des Spektrums auf die photographische Platte geworfen. Diese bemerkenswerte Anordnung vereinfacht den Apparat sehr; er besitzt gar keine Linse, hat eine Gesamtlänge von 1,25 m und liefert ein sehr reines Spektrum von 20 cm Länge. Dieser Apparat wird in der Chemie und Mineralogie sicher gute Dienste leisten. Er wurde eigens für die französische Münze konstruiert.

Der zweite Apparat von Ch. Féry ist ein Spektrophotometer. Bei diesem Spektrophotometer wird zum Ausgleich der Intensitäten der zu vergleichenden Spektren anstatt der bis jetzt benutzten Erscheinungen der Polarisation oder der „Katzenaugenanordnung“ die Absorption benutzt. Vor dem Spalt eines Spektroskops sind, an gegenüberliegenden Seiten gehalten, zwei Prismen aus Rauchglas angebracht, welche von den zwei Strahlenbündeln, die die zu vergleichenden Spektren hervorbringen sollen, durchsetzt werden. Man macht die Intensitäten der zwei beobachteten Spektren dadurch gleich, daß man die Dicke jedes Prismas passend reguliert.

(Eingegangen 22. April 1910.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Marburg Dr. Friedrich Flade für Chemie, an der Universität Breslau Dr. Otto Gaebel für pharmazeutische Chemie.

Neuer Lehrauftrag: Ingenieur A. Baumann von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin für Luftschiffahrt, Flugtechnik und Kraftfahrzeuge an der Technischen Hochschule in Stuttgart.

Verliehen: Dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Hartwig Franzen, dem Hilfslehrer für Mathematik an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Eugen Stübler und dem Chemiker Dr. Wilhelm Michaelis in Charlottenburg der Titel Professor, dem a. o. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Göttingen Dr. Karl Polstorff der Titel Geh. Regierungsrat.

Berufen: Der Dozent an der Stanford-Universität in Berkeley Dr. W. G. Bateman zum ord. Professor für Chemie an der Universität Tientsin.

Gestorben: Der Assistant Professor für Chemie an der Harvard-Universität in Cambridge Henry Aug. Torrey.

Gesuche.

Junger akademisch gebildeter Ingenieur

mit speziellen Kenntnissen in der Physik wird **gesucht.** Gefl. Offerten mit Lebenslauf und Gehaltsanspruch unter **S. H. # 319** an die Expedition dieses Blattes.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.